



TITLE:

臨海埋立地護岸の前面波高に関する研究( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

三井, 宏

---

CITATION:

三井, 宏. 臨海埋立地護岸の前面波高に関する研究. 京都大学, 1971, 工学博士

ISSUE DATE:

1971-09-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r1864>

RIGHT:

# 臨海埋立地護岸の 前面波高に関する研究

三 井 宏

昭和 4 6 年 4 月

臨海埋立地護岸の  
前面波高に関する研究

三 井 宏

昭和 4 6 年 4 月

# 臨海埋立地護岸の前面波高に関する研究

第 1 章	緒 論	1
第 2 章	前面波高と護岸の計画・設計	14
2.1	緒 言	14
2.2	前面波高とうちあげ高および越波量	15
2.3	前面波高と波圧	22
2.4	結 言	26
第 3 章	護岸法線が不連続な地点付近の前面波高	31
3.1	緒 言	31
3.2	半島堤状護岸の前面波高	32
3.2.1	半島堤周辺の波の理論とその考察	32
3.2.2	前面波高の表示式	35
3.2.3	半島堤周辺の波の近似解および計画前面波高	38
3.3	護岸開口部の前面波高	43
3.3.1	回折波の理論とその考察	43
3.3.2	前面波高の表示式	45
3.3.3	計画前面波高	47
3.4	消波工隣接護岸の前面波高	50
3.4.1	前面波高の表示式	50
3.4.2	前面波高分布および反射率に関する実験	53
3.4.3	計画前面波高	65
3.5	結 言	68

第 4 章	屈折した法線形状をもつ護岸の前面波高	73
4 . 1	緒 言	73
4 . 2	単純隅角の法線形状をもつ護岸の前面波高	74
4 . 2 . 1	理論とその考察	74
4 . 2 . 2	前面波高に関する実験	86
4 . 2 . 3	近似解および計画前面波高	91
4 . 3	複合隅角の法線形状をもつ護岸の前面波高	111
4 . 3 . 1	理論とその考察	111
4 . 3 . 2	前面波高分布に関する実験	127
4 . 3 . 3	計画前面波高	141
4 . 4	結 言	150
第 5 章	護岸付帯構造物付近の前面波高	153
5 . 1	緒 言	153
5 . 2	排水路開口部付近の前面波高	153
5 . 2 . 1	理論とその考察	153
5 . 2 . 2	前面波高に関する実験	159
5 . 2 . 3	近似解および計画前面波高	161
5 . 3	水門付近の前面波高	167
5 . 3 . 1	理論とその考察	167
5 . 3 . 2	前面波高に関する実験	175
5 . 3 . 3	近似解および計画前面波高	178
5 . 4	結 言	184
第 6 章	結 論	188

## 第 1 章 緒 論

わが国の国土は狭小で山地が多く、諸資源に恵まれていないにもかかわらず、現在わが国は世界でも有数の経済力を持つようになってきている。この原因の 1 つは、先進国のうちで日本がもっとも臨海工業地帯として利用できる海岸線に恵まれていることであろう。すなわち、大量の工業用原材料を輸入して国内で加工し、その製品をふたたび輸出するという加工貿易においては、陸地輸送手段に比較して輸送単価の安い船舶輸送手段を有効に利用できる臨海地帯に工場を立地すれば、国際競争上有利となるからである。したがって、京浜、名古屋、阪神、瀬戸内、北九州などの臨海部は、古くから重要な工業地帯となっており、わが国が将来とも経済的発展をとげるために、これら以外の臨海地帯もますます開発されようとしている。たとえば、新産業都市の指定を受けた臨海都市では、工業用地造成のための海面埋立工事が盛んに行われており、従来の農業用干拓地などよりも、はるかに水深の大きい沖の海面まで埋立地となる傾向にある。

以上のように、臨海地帯において経済活動が盛んになれば、高潮や波浪などによる海岸災害から、これらの地帯の貴重な人命や資産を護ることが重要な課題となってくる。一般に、これらの海岸災害から臨海埋立地を直接護っているのは護岸であり、この護岸の計画・設計においては、波力により破壊されない強度、および陸地内への波の侵入を有効に阻止できる高さが重要な問題になってくる。波浪による護岸の災害原因は、

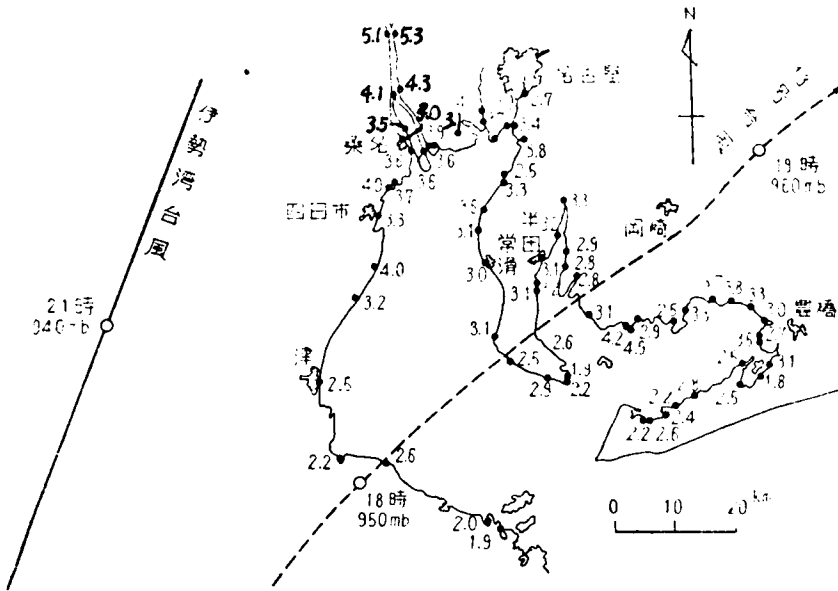
- (1) 護岸の高さが低いため、越波により天端や護岸背後が被災するもの
- (2) 波力により護岸の一部または全体が被災するもの
- (3) 波による流れのため、のり先が洗掘されて被災するもの

の3つに大別されよう。最近の臨海工業地は、船舶の大型化および用地不足のため、水深がかなり大きい地点まで埋立造成される傾向にあり、また、既存の臨海工業地帯のうち、関東以西の太平洋岸側や瀬戸内海にあって南方向に開口している湾、たとえば、東京湾、伊勢湾、大阪湾、周防灘などに立地するものは、いずれも高潮に襲われる可能性が非常に高い。このように、水深が大きい地点、または高潮最盛時に水深が大きくなることが予期される地点に建設される海岸・港湾構造物の波浪災害は、前記の(1)および(2)の原因により起ることが多いようである。これらの災害原因に対し、計画・設計に考慮される主な海岸水理学的な量は、潮位の他に、前者においては波のうちあげ高および越波量であり、後者においては波圧およびブロック安定重量などである。

上述のように、護岸に作用する波圧、うちあげ高、越波量などは防災上重要な計画・設計要素であるから、古くから多くの研究が行われ、かなりの成果が得られている。ところが、これらはいずれも護岸断面が一様、換言すれば、護岸法線が直線状の場合に対するもので、臨海埋立地の護岸法線のように屈折したり不連続になっている複雑な法線形状に対する研究はほとんど行われておらず、計画・設計にいささかの不安が残されているのが現状のようである。すなわち、このように護岸法線の形状が屈折したり不連続になっていることが原因で、その地点付近の護岸前面の波高が非常に大きくなり、波圧やうちあげ高、越波量が増大して、このような地点付近は災害を受けやすいのではないかということである。著者がこのような疑問を抱き、本研究の発端となった伊勢湾台風による災害の現地調査結果<sup>1)</sup>、およびその後に来襲した第2室戸台風による災害状況<sup>2)</sup>をつぎに示し、この研究の重要性を具体的な事例にもとづいて指摘したい。

昭和34年9月26日の夕刻、15号台風はわが国に上陸し、各地に大きな被害をひき起した。なかでも被害の激しかった地域は、伊勢湾を中心とした愛

知・三重県下であったので、のちに伊勢湾台風と呼ばれるようになった。図-1.1は高潮こん跡調査の結果を地図上に記入したものであって、各地点におけ



図一1.1 伊勢湾台風の最高潮位

表一.1 各地の観測値

[illegible]



る最高潮位（同時刻とは限らない）のだいたいの分布傾向を示すものである。なお、同図には伊勢湾台風の経路、および参考のため昭和28年の13号台風の経路を記入してある。表-1.1に、それぞれの台風における最大風速、そのときの風向、最低気圧、最高潮位、最大偏差などを示す。なお、以上の潮位調査資料は、すべて東京湾中等潮位（T.P.）を基準にとってある。これらの調査結果によれば、伊勢湾台風においては、伊勢湾東岸西岸とも潮位はほぼ同程度であり、湾奥ほど潮位が高くなっている。表-1.2には、代表的な海岸に

表-1.2 伊勢湾内の波浪追算値

海岸名	Bretschneider 法	風の変化、海底摩擦を考慮した S.M.B. 法
南陽	1.8m	1.6m
長島	1.8	2.3
石原	3.4	2.9
津	3.9	3.6

ついて波高を追算した結果を示す。

以上の調査追算結果によれば、伊勢湾奥に位置する名古屋港～木曾川河口における高潮最盛時の

潮位は T.P. 3.6 m～3.9 m、そのときの波高は 1.6 m～2.3 mであったと思われる。次章で述べる重複波圧公式の適用範囲からもわかるように、波高の2倍以上の水深の場合に重複波圧が発生すると考えられるから、伊勢湾奥に位置する構造物の設置水深が、高潮最盛時に 3.2 m～4.6 m 以上あれば重複波圧が作用することになる。したがって、伊勢湾奥に位置する大部分の構造物の前面海域では、高潮最盛時に重複波が発生していたものと考えられる。

愛知・三重海岸の伊勢湾台風による海岸堤防の災害原因は、主に越波による裏側からの堤体の崩壊によるものと思われる。すなわち、昭和28年の13号台風による災害の復旧工事は、伊勢湾台風来襲時までに、天端高および表のり被覆については完成していたのであるが、天端および裏のりの被覆については財政上の問題により未施工の堤防が大部分を占めていた。したがって、伊勢湾台風の高潮最盛時に、堤防を越える波の飛沫により堤体土が裏側から流失し、

表のり被覆は強大な水圧および波圧に耐えられなくなって倒壊したものと考えられる。大部分の災害は以上の原因で起こったものと思われるが、被災状況を詳細に見ると、以下に示すように、とくに被害が大きい地点が局部的に存在するようである。

図 - 1. 2 は知多湾に流入する矢作川河口付近の被災状況を示すもので、河口右岸の碧南干拓の海岸堤防は、河口の隅角地点およびそこからほぼ等距離ずつ離れた2地点において破堤しており、河口左岸の南奥田新田の海岸堤防は河口の隅角地点から少し離れた地点において破堤している。図 - 1. 3 は知多湾沿岸

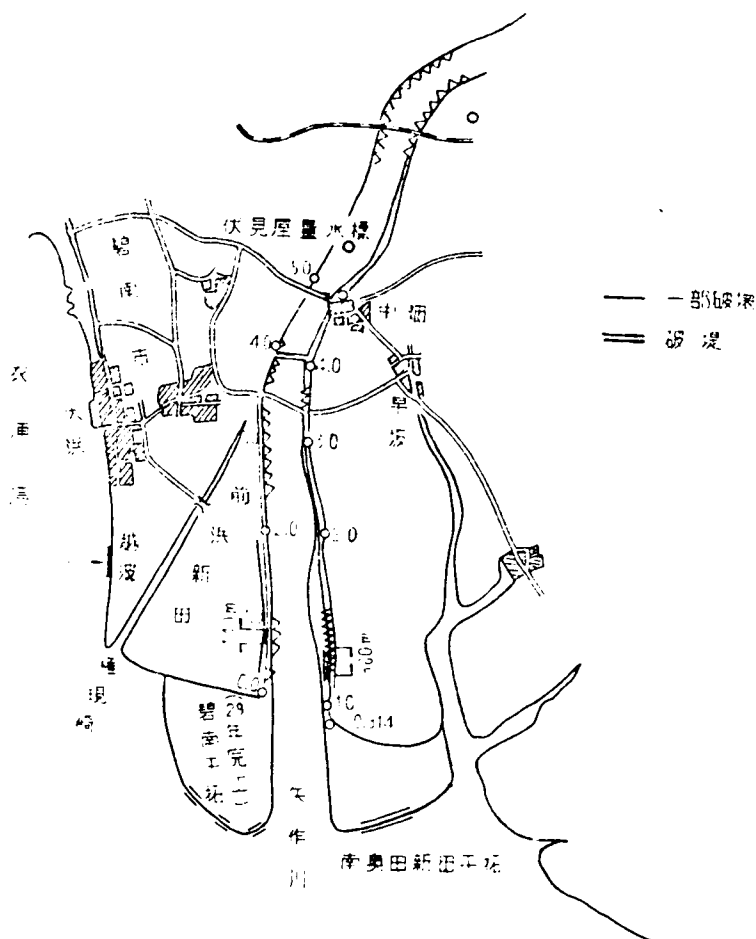
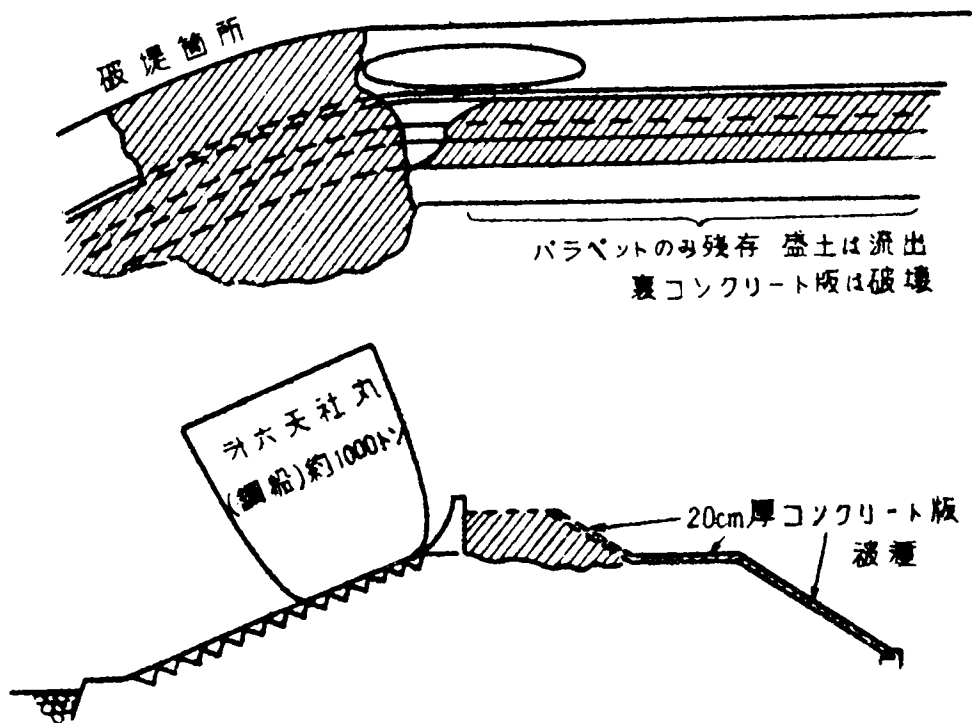


図 - 1. 2 矢作川河口付近の被災状況



図－1.3 座礁船付近の破堤状況

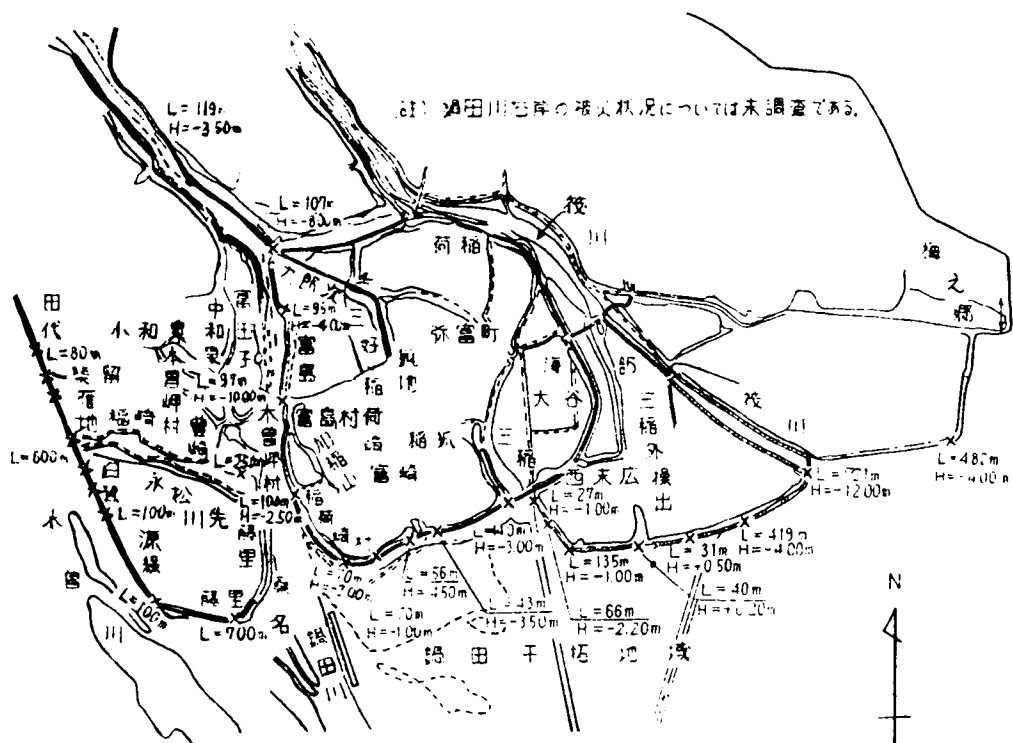
に立地する半田港左岸の康衛新田海岸堤防に船が座礁した状況およびその背後の船尾側海岸堤防の破堤状況を示すものである。このように船が座礁した場合、海岸堤防と座礁船体とは、断面形状を異にする堤防が隣接している状態、またはこの地点で堤防法線が段違い状になっている状態とみなすことができ、このような法線形状不連続地点付近の海岸堤防は大きな被害を受けている。図－1.4は伊勢湾奥に位置する日光川河口付近の破堤状況を示すもので、隅角状法線の被災例と思われる ⑬ , ⑰ , ③⑩ などの地点、および幅の狭い河川の開口部付近の海岸堤防被災例と思われる ③ , ④ , ⑥ , ⑧ の地点を見ることができる。図－1.5は前述の地域に隣接する鍋田干拓付近の破堤状況を示すもので、前述同様に隅角状法線の被災例が認められるのであるが、とくに印象に残っているのはつぎの被災例である。すなわち、後川河口の樋門



図一 1. 4 日光川河口付近の被災状況

に隣接する海岸堤防，および図には示されていないが，鍋田干拓の正面堤に設けられた舟溜りに隣接する海岸堤防が完全に破壊されていることである。これらの地点が筏川や鍋田川の旧みお筋に位置していたためにこのような災害を受けたとも考えられるが，樋門や舟溜りのため，堤防法線が不連続になり，その地点付近で大きい波高が発生したと考える方が自然であろう。

つぎに，第2室戸台風による高潮・波浪災害をとりあげ，その被災例を法線形状と関連して考察してみよう。昭和36年9月16日，台風18号は室戸岬か



図一 1.5 鍋田干拓付近の被災状況

ら淡路島を経て、午後 1 時半頃、尼崎市付近に再上陸し、記録的な最低気圧と風速に基因する高潮により、大阪湾および紀伊水道沿岸地帯を中心として各地に災害を起こした。この台風 18 号は昭和 9 年の室戸台風と類似の経路をたどり、その規模および強度において匹敵することから、第 2 室戸台風と名づけられた。表 - 1.3 に各地の風速・風向を、表 - 1.4 に最高潮位と最大偏差を、室戸・ジェーン両台風と比較して示す。

図 - 1.6 はそのときの大阪港の被災状況を示すものである。大阪港内の中央突堤北側に設置された波高計により、1.5 m の最大波高が観測されており、また、表 - 1.4 のように、大阪港内の最高潮位は T.P. 2.93 m (O.P. 4.12 m) であったことから、この場合にも大部分の港湾構造物前面では、重複波が発生していたものと思われる。これらの災害のなかで、とくに目だったものとして

表一 1. 3 各 地 の 観 測 値

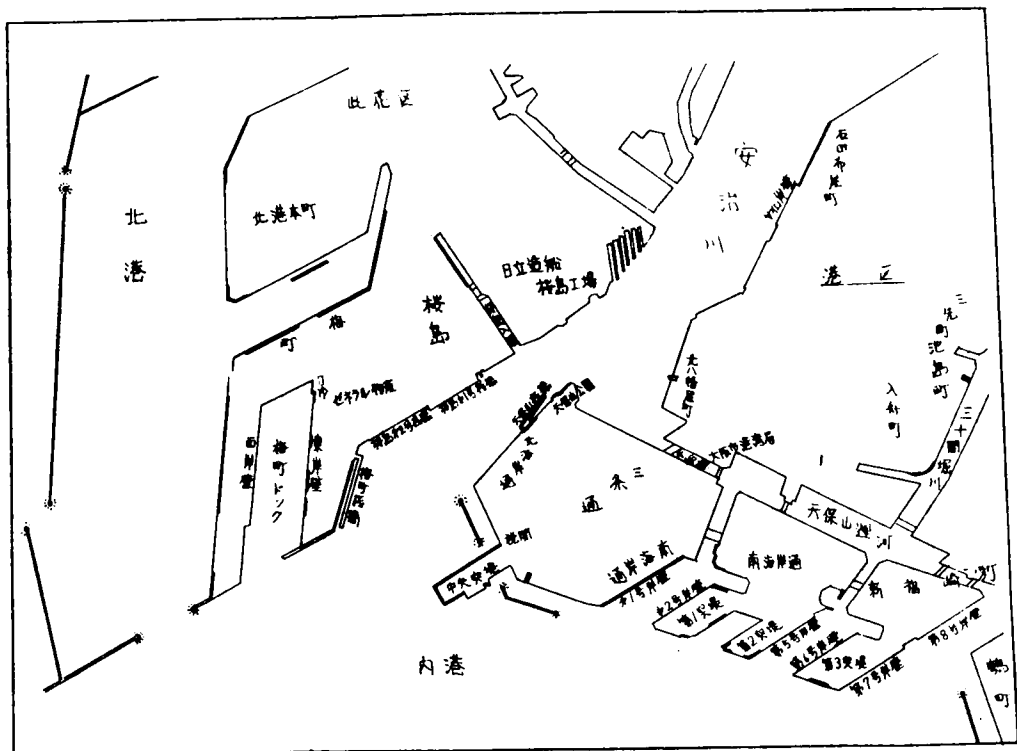
	大 阪		神 戸		洲 本	
	10分間平均	瞬 間	10分間平均	瞬 間	10分間平均	瞬 間
第二室戸	S S E 33.3	S S E 50.6	N E 27.0	W S W 39.2	S S E 36.7	S S E 49.4
室 戸	S 42	S 60	S E 22	S E 33	S 26	—
ジェーン	S 28.1	S 44.7	N E 33	N E 48	N N E 31	W 39

	徳 島		和 歌 山		室 戸	
	10分間平均	瞬 間	10分間平均	瞬 間	10分間平均	瞬 間
第二室戸	S E 27.5	S E 38.0	S S W 35.0	S 56.7	W S W 74.8	W S W 84.5
室 戸			S 25.1		W 45.0	W 65.0
ジェーン	N N W 29.2		S S W 36.5	S S W 46.0	W 43.2	W 59.1

表一 1. 4 各 地 の 最 高 潮 位 ( 基 本 水 準 面 上 *cm* 単 位 )

	大 阪 港		神 戸 港		洲 本 港		和 歌 山 港	
	最高潮位	偏 差	最高潮位	偏 差	最高潮位	偏 差	最高潮位	偏 差
第 二 室 戸	O. P. 412	241	320	190	329	187	354	217
室 戸	O. P. 420	300	349	220	245	150	301	155
ジェーン	O. P. 385	58	291	167	235	119	243	113

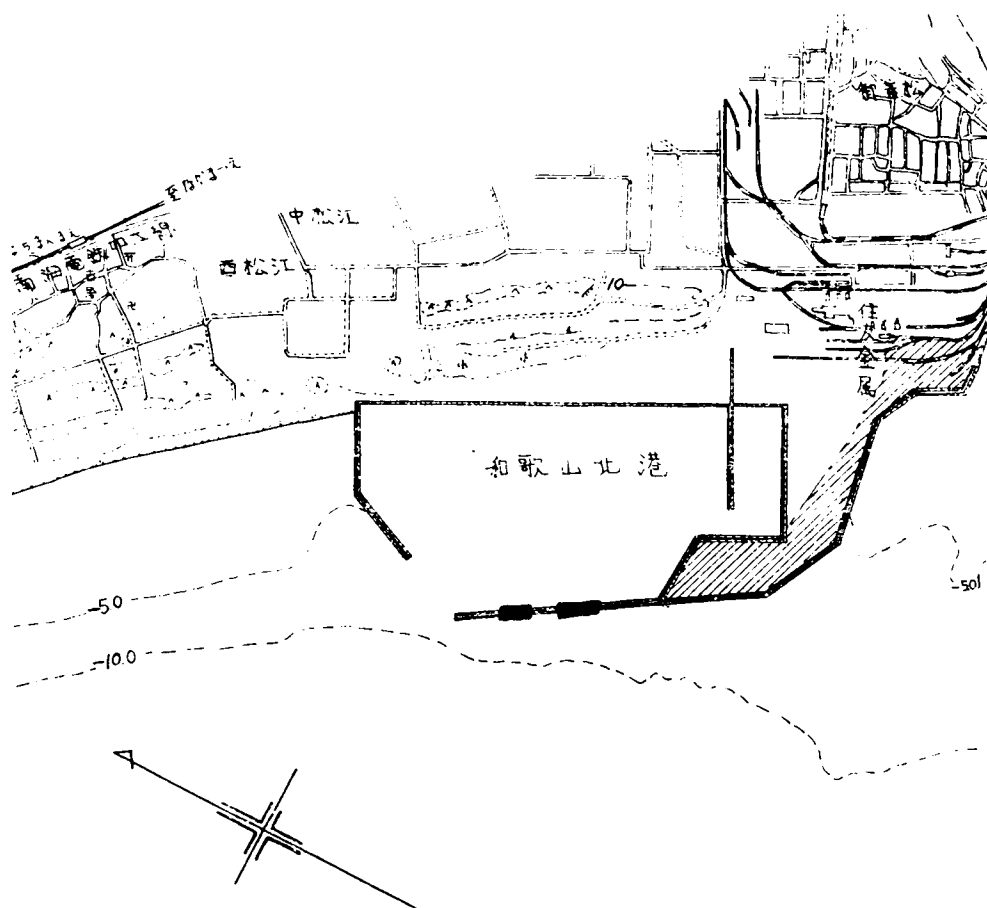
つぎのことが報告されている。防波堤の被災については、水中部分は明らかでないが、北防波堤の先端付近において上部工が破壊されている。また、岸壁の隅角部付近の被害については、多数の例を見ることができる。すなわち、梅町ドックの東岸壁奥のゼネラル物産前の護岸上部工約26mが、下部を軸として上部が回転したような破壊をしている。さらに、この岸壁先端部の南面した部分のコンクリート舗装は全面にわたって亀裂が入り、各所で大きく破損してい



図一 1. 6 大阪港の被災状況

る。とくに、桜島埠頭側の凹隅角部付近ははなはだしく破壊されている。また、第1突堤先端部の南側隅角付近、第2、第3突堤の先端部においても、護岸上部工や舗装が破壊されている。図一 1. 7 は和歌山北港防波堤の被災箇所、すなわち、防波堤先端部から少し離れた地点がその箇所であることを示したものである。現地の報告では、パラペットやその背後の排水路の破壊状態および過去の波の状況から、この防波堤において波高は 6.5 m はあったのではないかとされている。しかしながら、防波堤の先端から少し離れた地点で大きい波高が発生したものと考えれば、入射波高が 6.5 m より小さくても、このような破壊状態になるものと推定されよう。

以上に示した伊勢湾台風や第2室戸台風における被災状況図を見てもわかる



図一 1. 7 和歌山北港防波堤の被災状況

ように，臨海地帯の護岸や港湾施設などは一般に非常に複雑な法線形状より成っており，法線が不連続になっていたり鋭角的に屈折した形状をもった地点付近で，これらの構造物およびその背後は多大の被害を受けている。なぜこれらの地点で災害が多発したかについて，当時つぎのような原因が考えられた。

- (1) このような地点は構造的に弱体であった。
- (2) これらの地点の前面海底は，屈折による波力の集中が起こりやすい地形になっていた。



(3) 古い「みお筋」を横切って構造物が建設されていたため、横切り地点で災害が発生した。

これらの災害原因はいずれも確定的なものとは言えないようで、それよりも、このような災害多発地点では前述したように、従来の計画・設計基準よりも大きい前面波高が発生し、計画を上回る波力，うちあげ高，越波量により被災するに至ったと考える方が自然のようである。

本研究の目的は，従来ほとんど不明確であった複雑な法線形状をもつ臨海埋立地護岸に作用する波圧や波のうちあげおよび越波に共通する問題である前面波高を明らかにして，護岸の計画・設計の合理化に役立てようとするものである。したがって，本論文ではまず第2章において前面波高の概念を提示し，護岸の計画・設計の重要な基本量である波圧，うちあげ高および越波量とこの前面波高とが密接な関係をもっていることを示す。すなわち，護岸の前面波高分布がわかれば，波圧，うちあげ高および越波量の護岸に沿う分布を推算できることをここで示す。

臨海埋立地を造成するときの施工順序は，まず護岸を設置して波浪の侵入を防ぎ，護岸背後の海面をしゅんせつ土砂や山土で埋めることが多い。このような施工途中における波浪災害も念頭におく必要があると考えられるので，第3章では，施工途中でよく見かけられる代表的な法線形状をもつ護岸の前面波高分布を明らかにし，ついで，これらの前面波高分布を簡単に求めることができる近似計算法を提案する。

複雑に屈折した法線形状をもつ臨海埋立地護岸でも，隅角状法線の組み合わせと見なせることが多い。したがって，第4章ではまず，各種の交角をもつ単純隅角状法線に沿う前面波高分布の模型実験結果と理論計算結果とを比較し，両者が一致することを確かめたのち，これらの単純隅角状法線周辺の波高を簡単に求めることができる近似計算法を提案する。さらに，臨海埋立地護岸の基

本形と考えられる法線形状，たとえば，海岸線から沖に突き出して造成された長方形の埋立地，河口に立地する臨海地帯，ドック状の臨海地などの護岸に沿う前面波高分布の模型実験結果と，前述の単純隅角に対する理論を応用して求めた計算結果とが一致することを確認したのち，複雑な法線形状をもつ護岸の前面波高を比較的簡単に求めることができる近似計算法を提案する。

一般に，臨海埋立地護岸には，排水路，水門などの付帯施設が設けられている。第5章では，これらの付帯構造物および取り付け地点付近の護岸の前面波高を模型実験および理論計算により求め，近似計算法を提案して，付帯構造物およびその付近の護岸の計画・設計に役立たせるとともに，波浪災害を最小にとどめるための水門の設置位置などを指示する。

**最後に**，海底が一樣水深でなく，波の屈折を伴う場合の前面波高の計算法について若干触れるとともに，今後に残された問題点を述べる。

## 参 考 文 献

- 1) 竹内俊雄，福岡正巳，細井正延，吉川秀夫，土屋昭彦，木下武雄，富永正照，三井宏；伊勢湾台風による高潮と被害の特性，建設省土木研究所報告 110号の2，1961，pp. 1～78.
- 2) 第2室戸台風による港湾災害調査報告書，運輸省第3港湾建設局，1962.

## 第2章 前面波高と護岸の計画・設計

### 2.1 緒言

護岸に作用する波圧，波のうちあげ高および越波量は，護岸の法線形状が直線の場合と限定しても，後節で示すように護岸の断面形状や高さによって異なる。断面形状と高さとの組み合わせは無数にあり，この上にさらに法線形状が加わるので，埋立地護岸に作用する波圧，波のうちあげ高，および越波量を与える一般性のある実験公式を求めることは不可能であろう。したがって，最終的にはそれぞれの模型実験結果に基づいて護岸の設計が行われるものと思われるが，計画の段階においては，これらの複雑な法線形状をもつ護岸に，どこまで波がうちあげられ，どの程度の越波があり，またいくらの波圧が作用するのか，ほとんど不明であるのが現状のようである。

上述のように，組み合わせが無数に存在するため，複雑な法線形状をもつ護岸に作用する波圧や波のうちあげ高および越波量は，模型実験の対象である特定の場合に対する値しか知ることができないのであるが，ここで定義する前面波高を知れば，直線状法線をもつ構造物に対する従来のうちあげ高，越波量および波圧の各公式を用いて，複雑な法線形状の護岸に対するこれらの値を，後節に述べる方法により，ある程度まで推算することができ，また終局的には模型実験により検討されるものと思われるが，このときにも重点を置くべき測定事項などが明らかとなり，実験技術および精度の向上に役立つものと考えられる。このような目的のため，以下のように，最も単純化された前面波高を定義する。すなわち，鉛直壁面に波が入射衝突する場合，何らのエネルギー損失もなければ，その壁面により入射波はすべて反射する。このような完全反射状態での鉛直壁面の位置における波高を前面波高と定義

する。

上の定義を換言すれば、完全流体中に位置する完全反射の境界壁面（越波を生じないだけの高さをもつ）に波が入射する場合の、境界壁面における理論的な波高が前面波高となる。したがって、この定義によれば、完全重複波が発生している直線状の法線の場合には、壁面が完全重複波の腹に位置するため、前面波高は法線のどの地点においても一様に入射波高の2倍となる。

## 2.2 前面波高とうちあげ高および越波量

うちあげ高  $R$ （静水面からの高さ）は、波の性質（相当深海波高  $H'_0$ ，深海波長  $L_0$  など），構造物の位置と形状（のり勾配  $\tan\beta$ ，のり先水深  $h$  など），海底の性質（海底勾配  $i$  など）によって大きく影響を受ける。したがって、次式に示すような無次元量間の関係が実験的に求められている。

$$R/H'_0 = f(H'_0/L_0, h/L_0 \text{ または } h/H'_0, i, \tan\beta) \quad (2.2.1)$$

これらの無次元量間の関係のうち、代表的なものを以下に示す。

図-2.1は  $i = 1/17$ ， $\tan\beta = 1/2$  の場合の波のうちあげ高に関する模

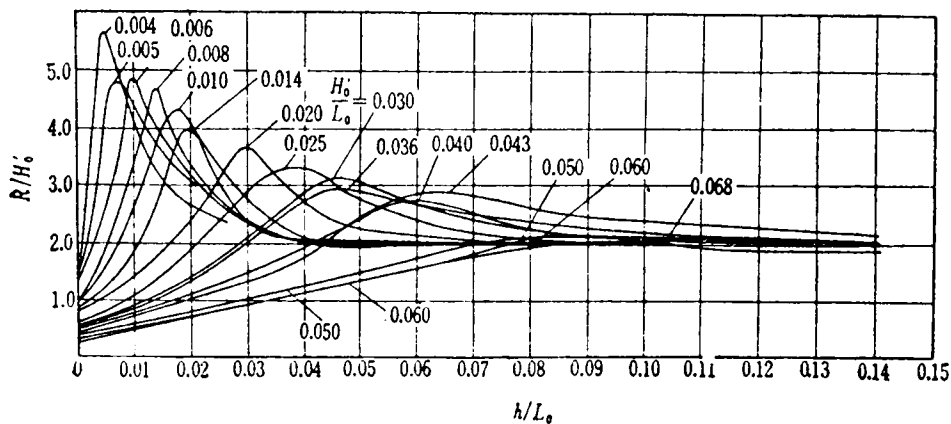


図-2.1 のり先水深の影響

型実験結果<sup>1)</sup>を示すもので、のり先水深 $h$ の影響が明瞭に現われている。すなわち、各波形勾配 $H'_0/L_0$ において、それぞれ相対うちあげ高 $R/H'_0$ が最大となるような相対のり先水深 $h/L_0$ が存在しており、この水深は碎波地点とほぼ一致している。したがって、碎波点付近に構造物を設置すると、うちあげ高は非常に大きくなり、構造物の高さを高くしなければならないことがわかる。海底勾配 $i=1/10$ で鉛直のり勾配の場合の模型実験結果<sup>2)</sup>も同様な傾向を示している。

図-2.2は $i=1/30$ で $\tan \beta=1/2$ の場合の模型実験結果<sup>3)</sup>を示すも

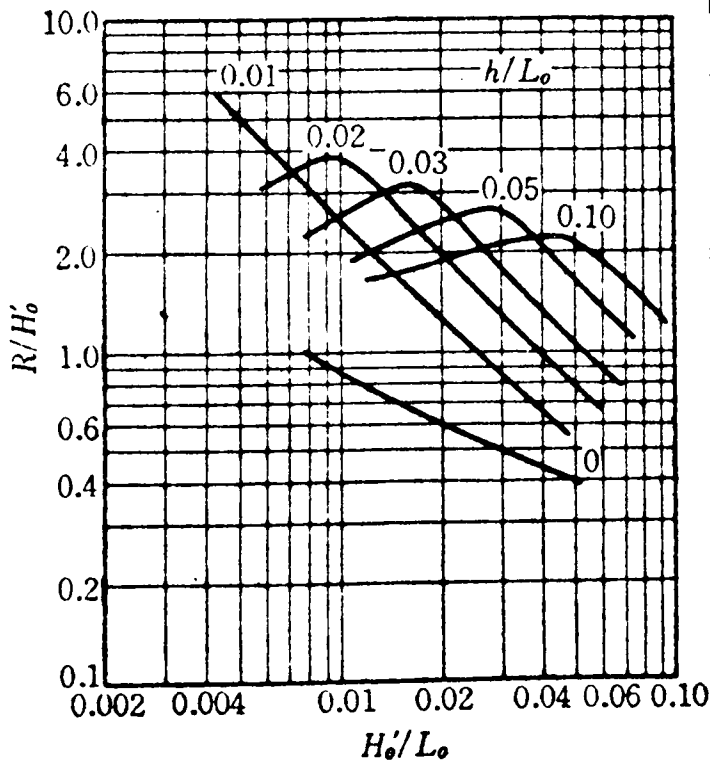
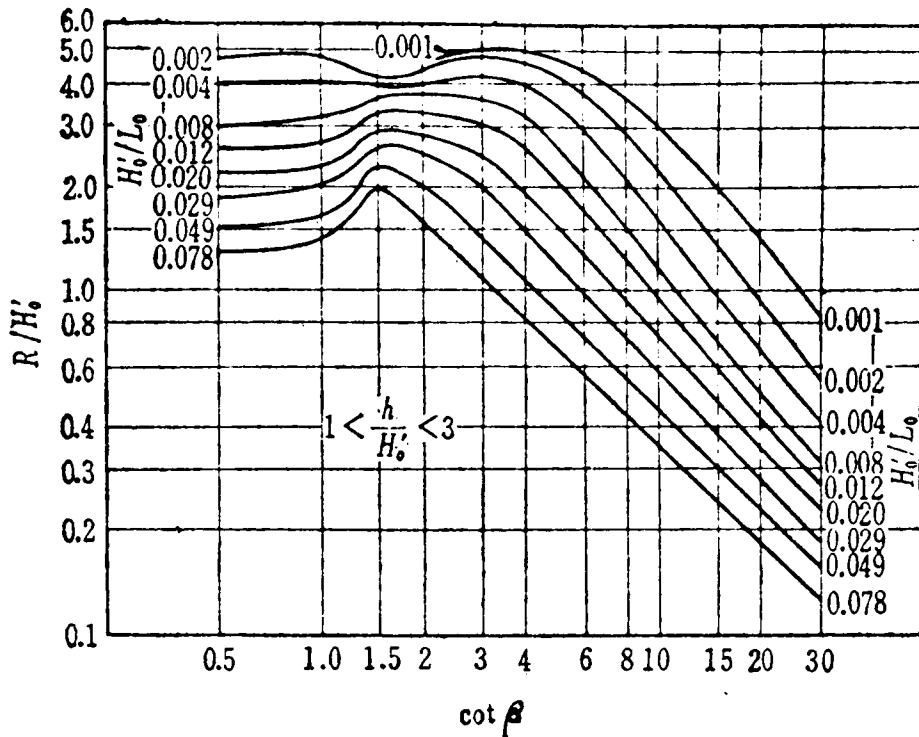


図-2.2 波形勾配の影響

ので、波形勾配の影響が明瞭に現われている。すなわち、相対水深 $h/L_0$ を一定とすれば、そこでちょうど碎波するような波形勾配のとき $R/H'_0$ は極大値をとっており、この極大値は $h/L_0$ が小さくなるほど小さい $H'_0/L_0$ において発生し、値そのものも大きくなる傾向を示している。また、 $h/L_0$ が0に近い場合には、 $H'_0/L_0$ が小さくなるほど $R/H'_0$ は大きくなるようである。

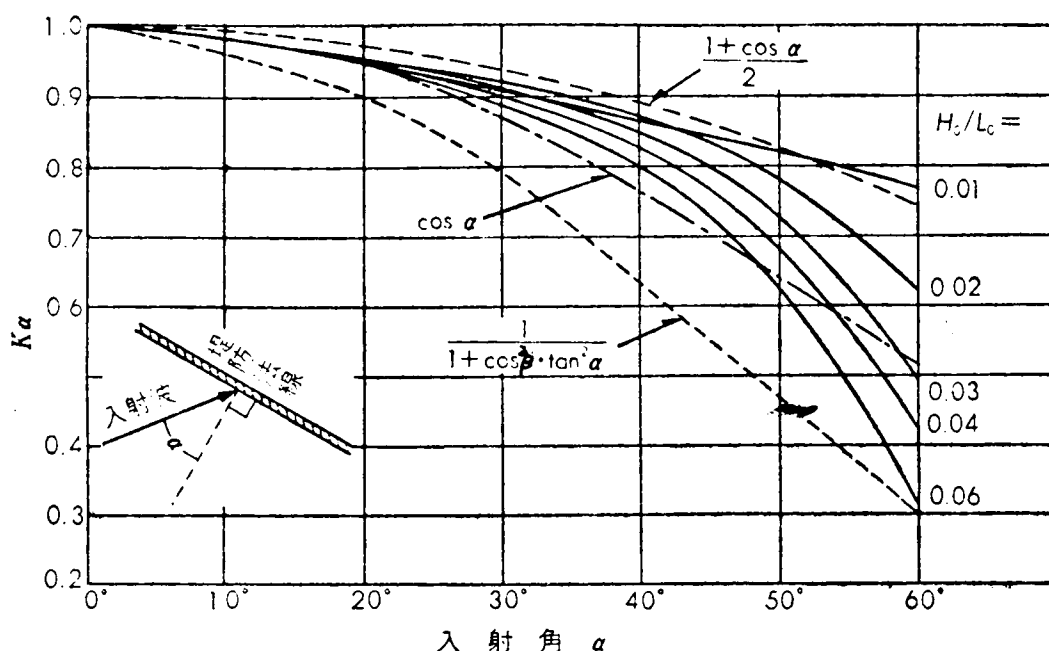
図-2.3は海底勾配



図一 2. 3 のり勾配の影響

$i = 1/10$  の浜上に各種ののり勾配  $1/\cot \beta$  をもつ構造物を設置した場合の模型実験結果<sup>4)</sup>を示すもので、のり勾配の影響が明瞭に現われている。ただし、のり先水深  $h$  の範囲は  $H'_0 < h < 3H'_0$  である。この実験範囲内では、のり勾配が  $1/1.5 \sim 1/3$  のとき  $R/H'_0$  は極大となる傾向を示し、 $H'_0/L_0$  が大きい場合にこの傾向は顕著のようである。また、のり勾配が  $1/1.5 \sim 1/3$  よりも急勾配の場合には  $R/H'_0$  はあまり変化しないが、この勾配よりゆるい場合には  $R/H'_0$  は大きく減少している。

図 - 2. 4 は水深一様、のり勾配  $\tan \beta = 1/2$ 、入射角  $\alpha = 0^\circ \sim 60^\circ$  の場合の実験結果<sup>5)</sup>を示すもので、入射角の影響が明瞭に現われている。ここに、入射角  $\alpha$  は構造物と波峯線とのなす角度で、 $K_\alpha$  は入射角  $\alpha$  の場合のうちあげ高を入射角  $0^\circ$  の場合のうちあげ高で割った値である。この結果によれば

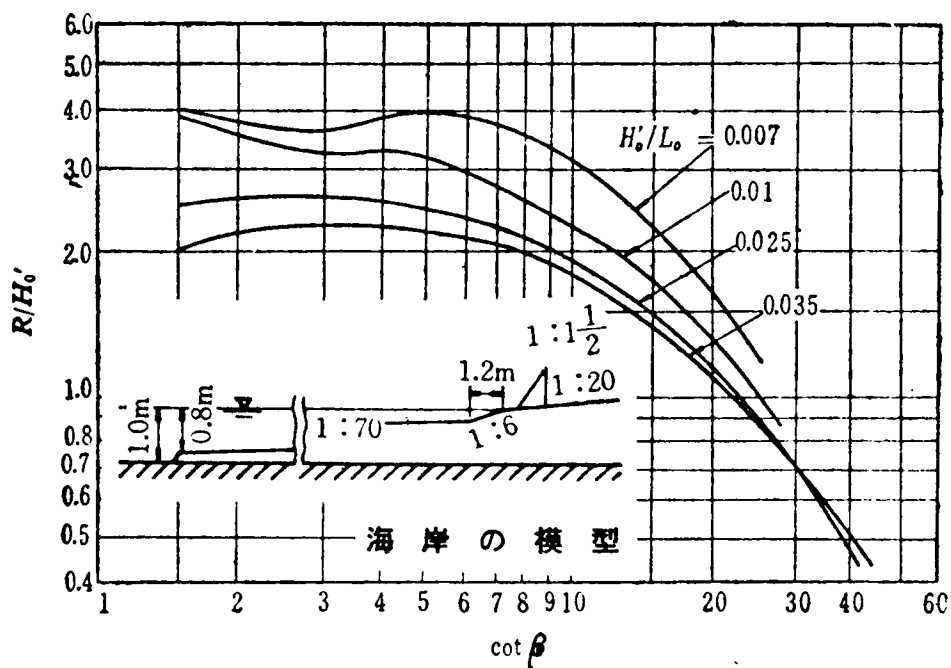


図－2.4 入射角の影響

$\alpha$ が大きくなるほど $K_\alpha$ は1.0より小さくなっている。換言すれば、構造物に対して波が斜めに入射するほど、うちあげ高は小さくなる傾向を示すようである。

以上はすべてのり先が海中に位置する場合を対象としている。ところが、東海道沿岸のように、大きい波浪が来襲し、かつ経済効果が高い地方では、海岸堤防は陸上に位置することが多い。このため、筆者らは太平洋岸側の代表的な海底地形と思われる緩勾配の海岸に堤防を設置し、陸上位置におけるうちあげ高を主目的とした模型実験<sup>6)</sup>を行って、図－2.5の結果を得ている。全体的には仮想勾配 $1/\cot \beta$ の影響は図－2.3とほぼ同様の傾向であるが、 $1/\cot \beta$ が緩くなるほど $R/H'_0$ の値は図－2.3の値より大きくなる傾向が見られる。

海岸・港湾構造物の高さを波のうちあげ高より大きくすれば、波の侵入を



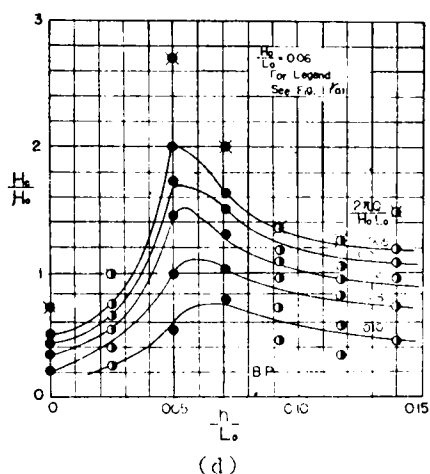
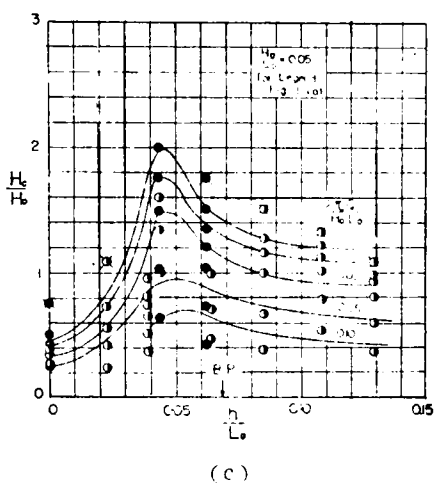
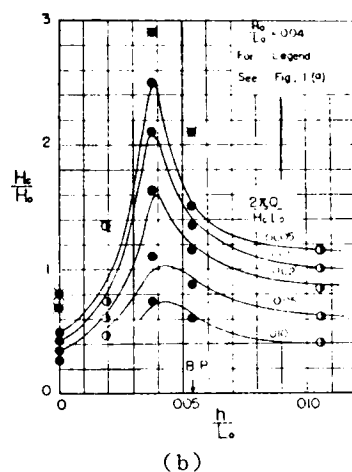
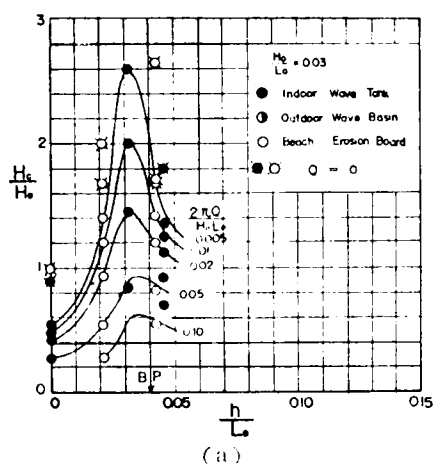
図一 2.5 砕波点より陸側に堤防が設置された場合

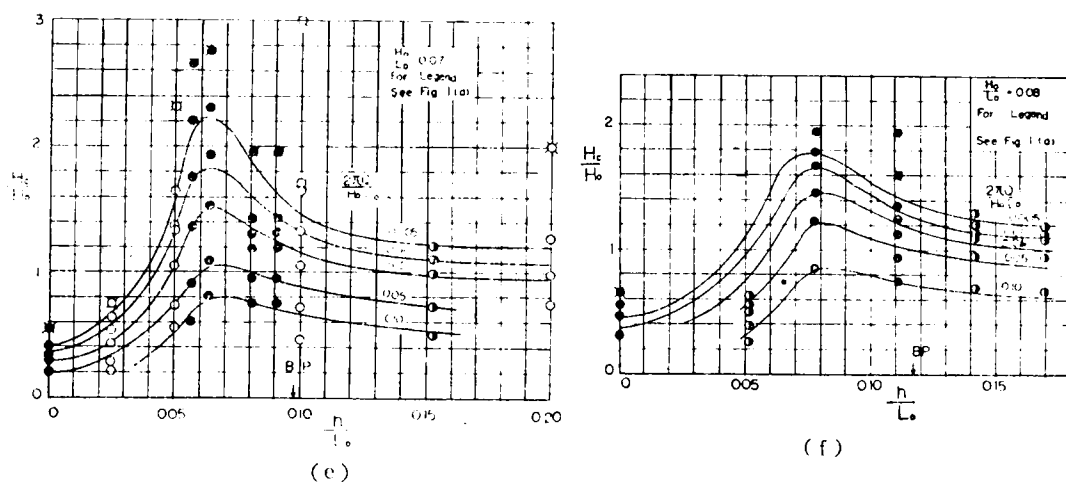
防止できるのであるが、工費や平常時における利用上の制約により、高さをそれよりも低くしてある程度の越波を許すという計画・設計方針をとることがある。この場合には、うちあげ高にかわって越波量が問題となる。以上のような考えに基づき、最初 Saville および Caldwell<sup>7)</sup> が越波量の研究を行ったのであるが、うちあげ高の場合に比較して、堤高  $H_0$  という要素が加わってくるし、風の影響もより大きいので、その後多くの研究が行われ、現在に至っている。たとえば、風の直接的な影響による越波量の増加を取り扱ったものとして、Sibul および Tickner<sup>8)</sup>、岩垣・井上・大堀<sup>9)</sup> の研究があり、風に吹き飛ばされた越波の落下位置に注目したものとしては高田<sup>10)</sup> の研究がある。波のうちあげ高<sup>11) 12) 13)</sup> の場合と同様に、風の間接的な影響である波の不規則性に基因する越波量の増加を取り上げたものとしては、



Paape<sup>14)</sup> や合田・竹田<sup>15)</sup> の研究がある。この他，うちあげ高の場合と同様に，海底勾配やパラペットなどの影響を富永・佐久間<sup>16)</sup> が実験的に検討している。

このように，越波量の研究は現在でも数多く行われており，その成果も多種多様であるので，ここではそれぞれについての説明は省き，筆者らが初期に行った模型実験結果から求めた波と越波量との基本的関係<sup>17)</sup>を示すにとどめる。すなわち，図-2.6(a)~(f)は $i = 1/10$ の海底上に設置した鉛直壁面に対する越波量の実験結果で，図中の $H_0$ は静水面上の鉛直壁の高さ， $Q$





図一 2.6 鉛直堤に対する越波量

は鉛直壁単位長さについての 1 波当りの越波量である。のり先水深  $h$  と越波量  $Q$  との関係が明瞭に現われており，うちあげ高の場合と同様に，この実験範囲内ではどの波形勾配の場合でも砕波点付近に構造物が位置するときに越波量は非常に大きくなっているのが見られる。

上述のように，波のうちあげ高および越波量に関する従来の研究成果は，直線状法線を対象としたもので，それらのほとんどは深海波の諸元を用いている。したがって，以下に示す方法により前面波高を深海波高に換算すればこれらの研究成果を利用して，複雑な法線形状をもつ護岸に対するうちあげ高や越波量を容易に推定することができる。すなわち，深海波高  $H_o$  の波が入射し，海底摩擦および屈折の影響を受けて，ある水深の地点で波高  $H$  になったものとすれば， $H$  と  $H_o$  との関係は次式で与えられる。

$$H = K_s \cdot K_r \cdot K_f H_o \quad (2.2.2)$$

ここに， $K_s$  は浅水度係数， $K_r$  は屈折係数， $K_f$  は海底摩擦による波高減衰率である。計画や設計によく用いられている相当深海波高  $H'_o$  は，この場合

次式のように定義される。

$$\left. \begin{aligned} H &= K_s \cdot H'_0 \\ H'_0 &= K_r K_f H_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.2.3)$$

海岸堤防や護岸の法線形状が直線の場合でも，海底摩擦や屈折の影響があれば，場所によってうちあげ高や越波量は異なるのが普通である。このような場合には，上式により相当深海波高  $H'_0$  を求め，前述の研究成果からうちあげ高や越波量の分布を推算することが計画・設計においてよく行われている。複雑な法線形状に対しても，以下のようにして相当深海波高を求めれば，上と同様にしてうちあげ高や越波量を推算することができる。

波高  $H$  の入射波により生じる複雑な法線形状の護岸における前面波高を  $KH (=K_s \cdot K_r K_f H_0)$  とする。直線状法線の護岸の前面波高は  $2H$  であるから，この  $2H$  に  $KH$  が等しくなるように  $H'_0$  をきめると，

$$H'_0 = K/2 \cdot K_r K_f H_0 \quad (2.2.4)$$

となる。

この式における前面波高係数  $K$  は，護岸が完全に波を反射すると仮定して求めるものであり，一方，実際の護岸は完全に波を反射しないので，(2.2.4) 式で定義される相当深海波高  $H'_0$  によってうちあげ高や越波量を推算すれば，安全側の結果が得られるものと考えられる。

## 2.3 前面波高と波圧

海岸・港湾構造物に作用する波圧は，重複波圧と碎波圧の2種類に大別される。重複波圧と碎波圧は，波圧分布および全波圧ともに非常に異なっており，計画・設計においてどちらの種類の波圧が生じるかを知ることが重要になってくる。一般には碎波圧の方が重複波圧より大きいので安全側をとり，

構造物の設置水深  $h$  がその地点における進行波としての波高  $H$  の 2 倍より大きい、すなわち、 $h > 2H$  の場合に重複波圧が作用し、 $h \leq 2H$  の場合に碎波圧が作用するものとして、構造物の計画・設計を行っているのであるが、永井はこれらの中間的なものとして混成防波堤に作用する部分碎波圧<sup>18)</sup> の存在を提唱し、岸<sup>19)</sup> はこれに対する討議の形式で重複波圧、碎波圧、部分碎波圧の適用範囲を提案している。このように、作用する波圧の種類とその適用範囲についても問題点があるのであるが、重複波圧と碎波圧とに分類できたものとして、従来の主な研究成果を示すと以下のようになる。すなわち、重複波圧の算定には、古くからトロコイド波理論から導かれた Sainflou 公式<sup>20)</sup> がよく用いられている。渦無し理論によるものとしては Miche の 2 次近似式<sup>21)</sup>、合田の高次近似式<sup>22)</sup> があり、とくに合田の式は水深と波長との比  $h/L$  が小さい場合の重複波圧算定に有効のようである。碎波圧の算定には、わが国の港湾技術者の間で古くから広井公式<sup>23)</sup> が用いられているのであるが、波圧分布が実際の場合とまったく異なる欠点をもっている。実際の碎波圧は Minikin 公式<sup>24)</sup> のように静水面付近で非常に強大な波圧を生じる分布となる。この強大な碎波圧の発生機構の研究が Bagnold<sup>25)</sup> により始まって以来、今日も碎波圧に関する数多くの研究が行われている。たとえば、瞬間的に作用する強大な碎波圧と堤体との相互作用を力積の概念に基づいて解明した林・今井の研究<sup>26)</sup> があり、また、このように瞬間的に発生する碎波圧を観測するときの測定器の性能を問題とし、特性のすぐれた波圧計を用いて碎波圧を詳細に測定した光易の研究<sup>27)</sup> がある。

海岸・港湾構造物に作用する波圧には、波の性質の他に海底地形、構造物の断面形状、設置水深などが関係し、その上に構造物自体ならびに測定計器の剛度も関係する複雑な現象であって、現在でも多数の研究が行われている。また、本研究の対象である水深の深い地点に位置する海岸・港湾構造物に作

用する重複波圧を算定するための従来の研究成果のほとんどは、つぎに示す Sainflou の簡略公式<sup>28)</sup>のように、構造物の設置水深 $h$ 、その水深における進行波としての波高 $H$ および波長 $L$ を用いているので、ここでは護岸に作用する重複波圧の算定公式の代表例として以下の式だけを示すにとどめる。

Sainflou の簡略公式は、深い水深( $h > 2H$ )に位置する鉛直壁面をもつ構造物に作用する重複波圧を与えるもので、図-2.7に示すような波圧分

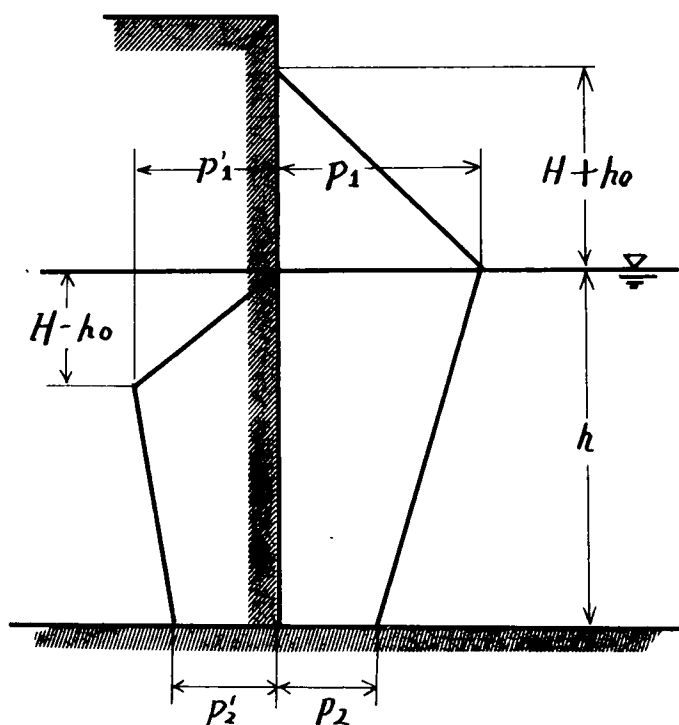


図-2.7 重複波の波圧分布

布となる。ここに、海水の単位重量を $w_0$ とすると、 $p_1, p_2, h_0, p_1', p_2'$ はそれぞれつぎの式で与えられる。

壁面に波の峯が来たとき

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= (p_2 + w_0 h) (H + h_0) / (h + H + h_0) \\ p_2 &= w_0 H / \cosh(2\pi h / L) \\ h_0 &= \pi H^2 / L \cdot \coth(2\pi h / L) \end{aligned} \right\} \quad (2.3.1)$$

壁面に波の谷が来たとき

$$\left. \begin{aligned} p_1' &= w_0 (H - h_0) \\ p_2' &= p_2 = w_0 H / \cosh(2\pi h / L) \end{aligned} \right\} \quad (2.3.2)$$

上式も含めて上述の波圧の研究成果は，うちあげ高や越波量の場合と同様に，いずれも直線状の法線をもつ構造物を対象としている。臨海工業地護岸のように水深の深い地点に設置され，しかも法線形状が複雑な場合には，前面波高が求まれば，つぎのようにして従来の研究成果から波圧を推算することができよう。すなわち，(2.3.1) および (2.3.2) 式は完全重複波すなわち前面波高はその地点の進行波としての波高  $H$  の 2 倍であるとして導いたものである。入射波の波高を 1.0 とした場合の複雑な法線形状をもつ護岸の前面波高を  $K$  とすれば，入射波の波高が  $H$  の場合の前面波高は  $KH$  となる。したがって， $K$  の値を求め，(2.3.1) 式などの波圧公式中の  $H$  のかわりに，

$$H' = K / 2 \cdot H \quad (2.3.3)$$

を用いれば，複雑な法線形状をもつ護岸に作用する重複波圧を推算することができる。

## 2.4 結 言

以上、前面波高の研究が埋立地護岸の計画・設計に果す役割は重要であることを述べたが、さらにここでそれを要約すると以下ようになる。すなわち、護岸の計画・設計において重要な要素である波のうちあげ高、越波量および波圧に関して従来から多くの研究が行われ、貴重な成果が発表されている。ところが、これらの成果のほとんどは直線状の法線形状をもつ海岸・港湾構造物を対象としており、埋立地護岸のような複雑な法線形状をもつ構造物を計画・設計するのに困難を感じているのが現状のようである。このような困難があるにもかかわらず、現在も多くの埋立地が造成されているので、これらの護岸に作用するうちあげ高、越波量および波圧を早急に推算する必要があるものと思われる。

複雑な法線形状をもつ護岸でも、その前面波高が求まれば、従来の多くの研究成果を利用して、つぎに示す方法によりうちあげ高、越波量および波圧が算定できる。

- (1) うちあげ高および越波量を算定する場合には、従来の研究成果のほとんどが深海波と関係づけているので、それらの成果中に用いられている深海波高 $H_o$ のかわりに、つぎの換算波高を $H'_o$ を用いればよい。

$$H'_o = K/2 \cdot H_o$$

ここに、 $K$ は護岸の前面波高と護岸設置水深における入射波高との比である。

- (2) 重複波圧を算定する場合には、従来の研究成果のほとんどが構造物設置水深における進行波と関係づけているので、それらの成果中に用いられている設置水深における進行波の波高 $H$ のかわりに、つぎの換算波高 $H'$ を用いればよい。

$$H' = K / 2 \cdot H$$

海岸・港湾構造物に作用する波圧，波のうちあげ，および越波は機構が複雑なため，多くの問題点が残されている。それらのなかで，最近とくに研究されているのは，波の不規則性に起因する問題である。すなわち，実際の海面に見られる不規則な波によるうちあげ高，越波量および波圧は，規則波によるものと比較して，どのように異なるかということである。しかし，不規則波によるうちあげ，越波および波圧をとりあげるときには，まず，規則波によるこれらの性質をよく理解しておく必要がある。このような見地から，重要と考えられる複雑な法線形状をもつ護岸の前面波高を与える  $K$  の値を解析的に求めようとするのが，この研究の手法である。



## 参 考 文 献

- 1) 佐藤清一, 岸力; 海岸堤防の形状特性ならびに陸岸への遡上, 第3回海岸工学講演集, 1956, pp. 127~137.
- 2) 石原藤次郎, 岩垣雄一, 鈴木雄太; 海岸堤防の設計特にその有効高について, 第2回海岸工学講演集, 1955, pp. 57~70.
- 3) 豊島修, 首藤伸夫, 橋本宏; 海岸堤防への波のうちあげ高 - 海底勾配  $1/30$ , 第11回海岸工学講演集, 1964, pp. 260~264.
- 4) Saville, T. Jr.; Wave run up on composite slopes, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng. 1958, pp. 691~699.
- 5) 細井正延, 首藤伸夫; 堤防に斜めに波が入射する場合のうちあげ高について, 第9回海岸工学講演集, 1962, pp. 149~152.
- 6) 細井正延, 三井宏; 碎波点より陸側にある海岸堤防への波のうちあげ, 第9回海岸工学講演集, 1962, pp. 143~148.
- 7) Saville, T. Jr. and J.M. Caldwell; Experimental study of wave overtopping on shore structures, Proc. of Minnesota Inter. Hydraulics Convention, 1953, pp. 261~269.
- 8) Sibul, O. J. and E. G. Tickner; Model study of overtopping of wind generated waves on levees with slopes of  $1:3$  and  $1:6$ , B. E. B. Tech. Memo. No. 80, 1956, pp. 1~27.

- 9) 岩垣雄一, 井上雅夫, 大堀晃一; 風洞水槽を用いた海岸堤防の越波に関する研究(2) - 鉛直堤の越波におよぼす風の影響に関する実験 -, 第12回海岸工学講演集, 1965, pp. 186~192.
- 10) 高田彰; 越波の飛散分布におよぼす風の影響(1) - 風速と水平飛散分布 -, 第16回海岸工学講演集, 1969, pp. 277~288.
- 11) Saville, T. Jr.; An approximation of the wave run up frequency distribution, Coastal Eng., 1963, pp. 48~59.
- 12) 首藤伸夫; 有義波とうちあげ高の関係, 土木研究所報告, 126の2, 1964.
- 13) 堀川清司, 小森修蔵; 不規則な波のはい上り高に関する一実験, 第13回海岸工学講演集, 1966, pp. 206~209.
- 14) Paape, A.; Experimental data on the overtopping of seawalls by waves, Proc. of 7th Conf. on Coastal Eng., Vol. 2, 1961, pp. 674~681.
- 15) 合田良実, 竹田英章; 不規則波に対する護岸の期待越波流量について, 第15回海岸工学講演集, 1968, pp. 259~266.
- 16) 富永正照, 佐久間襄; 海岸堤防の越波について, 第15回海岸工学講演集, 1968, pp. 277~281.
- 17) 石原藤次郎, 岩垣雄一, 三井宏; 海岸堤防の越波防止効果について, 第4回海岸工学講演集, 1957, pp. 99~110.
- 18) 永井荘七郎, 玉井佐一, 久保直, 混成防波堤の直立部の滑動と直立部底

- 面に働く揚圧力について，第7回海岸工学講演集，1960，  
pp. 121～136.
- 19) 岸力；重複波の波圧式とその適用限界，第11回海岸工学講演集，  
1964，pp. 181～183.
- 20) 土木学会；水理公式集，昭和38年増補改訂版，p. 505.
- 21) Miche, Robert ; *Mouvements ondulatoires des mers  
en profondeur constante ou décroissante, Annales des  
Ponts et Chaussées*, 1944, pp. 25～78, 131～164,  
270～292, 369～406.
- 22) 合田良実，柿崎秀作；有限振幅重複波とその波圧に関する研究，港湾技  
術研究所報告，第5巻10号，1966.
- 23) 土木学会；海岸保全施設設計便覧，改訂版，p. 44.
- 24) 同 上， p. 45.
- 25) Bagnold, R.A. ; *Interim report on wave-pressure  
research, J. Inst. Civil Engrs*, 1939, pp. 202～226.
- 26) 林泰造，今井孝；碎波の圧力と堤体の滑動，第11回海岸工学講演集，  
1964，pp. 184～192.
- 27) 光易恒；碎波による衝撃的波圧(1)，第12回海岸工学講演集，  
1965，pp. 106～113.
- 28) 23) に同じ， p. 41.

### 第3章 護岸法線が不連続な地点付近の前面波高

#### 3.1 緒言

海面を埋立てて用地を造成する場合には、まず護岸を設置して波や潮流の侵入を防止したのち、護岸背後を山土やしゅんせつ土砂などで埋立てるのが一般的な施工順序である。このような工事の第1段階である護岸の建設途上においては、以下に述べるように、護岸法線はしばしば不連続になる。すなわち、その第1は、工事材料の運搬などの便を考慮して、陸地から沖へ向かって護岸を延長していく場合に見られる半島堤状法線である。第2は、しゅんせつ土砂とともに吸い上げた海水を護岸外部に放流するため、および、排水路開口予定地点や作業船が出入する地点であるために、護岸に開口部を設ける場合に見られる開口部をもつ防波堤状法線である。第3は、近年、異型ブロックの発達により、大きい波の来襲が予想される護岸において、波のエネルギー減殺、すなわち、護岸に作用するうちあげ、越波および波圧を軽減し、のり先洗掘を防止することを目的として、よく用いられる異型ブロック積みの透過性消波工の施工が、年次計画の都合などにより、ある区間は完了し、他の区間では未施工である場合にしばしば見られる消波工隣接護岸である。

用地を埋立造成中に、大きい波が来襲すれば、多少の越波は差し支えないとしても、直接的には波力により、間接的には基礎の洗掘や多量の越波に起因する背後土砂の流失により護岸が倒壊し、多大の損害を受ける恐れがある。たとえ施工中であっても、波浪災害に対して万全の対策を立てておく必要があるものと思われ、このために、法線が不連続な護岸の代表と思われる上述の3つの法線形状における前面波高をとりあげて、それらの性質を明らかにする。

この前面波高算出の基礎となる理論は、回折・散乱理論であり、通常の場合、その厳密解による数値計算には電子計算機を用いるとしても、多くの時間と労力とを必要とする。本研究は、計画前面波高を与える簡単な数式を提案することに重点を置くので、本章においてもこの目的に沿い、これらに対する回折・散乱波の近似解を求めて厳密解と比較したのち、計画前面波高を与える数式を導く。

最後に、本章における理論的取り扱いに用いた仮定を以下に示すが、今後とくに断わらない限り、本論文全体にこの仮定が成立するものとする。

- (1) 海水は非圧縮性の完全流体である。
- (2) 微小振幅波理論が成立する。
- (3) 水深は一定である。
- (4) 構造物壁面で波は完全に反射する。
- (5) 波数  $k$  は一定である。
- (6) 外力は重力加速度のみとする。

### 3.2 半島堤状護岸の前面波高

#### 3.2.1 半島堤周辺の波の理論とその考察

半島状防波堤に海の波が入射する場合の付近海面における波の様相は、半無限長の「ついたて」における光や音波と同じ様相を呈する。したがって、半島状防波堤に関する海岸工学上の問題として、港湾遮へいに関連し、波の回折現象がこれまでに数多く研究されている。簡単にそれらの概要を以下に述べる。すなわち、半無限長の「ついたて」における光や音波の回折問題は Sommerfeld<sup>1)</sup> により解かれ、この解に一致する簡単な解法を Lamb<sup>2)</sup> が提示している。Penney および Price<sup>3)</sup> は、この光や音波の回折問題

における Sommerfeld の解が，半島堤における水の波の回折問題の解と一致することを示し，Putnum および Arthur<sup>4)</sup>，Blue および Johnson<sup>5)</sup>，ならびに Johnson<sup>6)</sup> は模型実験を行って回折波高を測定し，理論解とよく一致することを報告している。わが国では，田中<sup>7)</sup> が Lamb の解法を拡張して，半島堤に斜めに波が入射する場合の回折波高の解を求めている。

上述のように，半島堤における回折波に関しては，古くから詳細な計算と実験が行われ，両者はよく一致することが確かめられており，また，後述するように半島堤の港外側と港内側における散乱波は，位相がたがいに  $\pi$  だけずれていることを除いて，半島堤に関し線対称であるので，本節では検証実験は行わず，以下に理論計算結果を述べるにとどめる。

図-3.1 に示すように， $y = 0$ ，

$x \geq 0$  に置かれた半島堤に，振幅1，入射角  $\alpha$  で波が入射する場合の任意地点  $(x, y)$ ，または  $(r, \theta)$  における Sommerfeld の解は，省略した時間因子を  $\exp(i2\pi/T \cdot t)$  とすれば，次式で示される。

$0 < \alpha \leq \pi$  :

$$\begin{aligned} f(r, \theta) = & f_1(\sigma) \cdot \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} + f_1(\sigma') \\ & \cdot \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\} \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

ここに， $T$  は周期， $t$  は時間， $f_1$  は

$$\begin{aligned} f_1(\sigma) = & 0.5(1+i) \int_{-\infty}^{\sigma} \exp(-i\frac{\pi}{2}u^2) du \\ = & 0.5 + 0.5(1+i) \int_0^{\sigma} \exp(-i\frac{\pi}{2}u^2) du \\ = & 0.5\{1 \pm C \pm S \pm i(C-S)\} \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

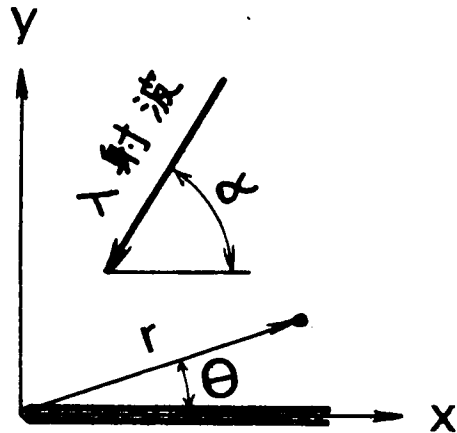


図-3.1 半島堤の座標

で定義される  $\sigma$  または  $\sigma'$  を変数とする複素関数で、複号はつぎに示す  $\sigma$  または  $\sigma'$  の符号をとる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= 2\sqrt{kr}/\pi \cos \frac{1}{2}(\theta - \alpha) \\ \sigma' &= 2\sqrt{kr}/\pi \cos \frac{1}{2}(\theta + \alpha) \end{aligned} \right\} \quad (3.2.3)$$

$C$  および  $S$  は

$$\begin{aligned} & \int_0^{|\sigma|} \cos\left(\frac{\pi}{2}u^2\right)du - i \int_0^{|\sigma|} \sin\left(\frac{\pi}{2}u^2\right)du \\ & \equiv C - iS \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

で定義される  $|\sigma|$  を上限とする Fresnel の関数である。ただし、つぎに示すように、上式とは別の定義による Fresnel 関数<sup>8)</sup>があるので、数値計算を行うときには注意を必要とする。すなわち、(3.2.4) 式により定義される Fresnel 関数を  $\bar{C}$ 、 $\bar{S}$  とした場合に、次式で示される関数である。

$$\bar{C}(\sigma) - i\bar{S}(\sigma) \equiv C\left(\frac{\pi}{2}\sigma^2\right) - iS\left(\frac{\pi}{2}\sigma^2\right) \quad (3.2.5)$$

$\alpha = 0$  の場合には、次章で述べるように、(3.2.1) 式の右辺に係数 0.5 がかかり、次式で示される解となる。

$$\alpha = 0 :$$

$$f(r, \theta) = f_1(\sigma) \cdot \exp(ikr \cos \theta) \quad (3.2.6)$$

また、 $\alpha = \pi$  の場合の解を特別に示すと、つぎのように入射波のみとなる。

$$\alpha = \pi :$$

$$f(r, \theta) = \exp(-ikr \cos \theta) \quad (3.2.7)$$

なお、

$$f_1(\sigma) + f_1(-\sigma) = 1 \quad (3.2.8)$$

の関係を用いて、すべての正の  $\sigma$  に対する  $f_1(\sigma)$  を負の  $\sigma$  に対する  $f_1(-\sigma)$  に書き換えると、(3.2.1) 式は幾何光学的項と散乱項とに分離され、付近の海面状態を調べる時に好都合となる。すなわち、反射領域では  $0 < \theta < \pi - \alpha$  であるから、(3.2.3) 式によって  $\sigma > 0$ 、 $\sigma' > 0$  となり、(3

．2．1)式はつぎのように書き換えることができる。

反射領域 ( $0 < \theta < \pi - \alpha$ ) :

$$f(r, \theta) = \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} + \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\} \\ - f_1(-\sigma) \cdot \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} - f_1(-\sigma') \cdot \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\} \quad (3.2.9)$$

この式の第1項は入射波，第2項は反射波，第3，4項は散乱波を表わす。入射領域では  $\pi - \alpha < \theta < \pi + \alpha$  であるから， $\sigma > 0$ ， $\sigma' < 0$  となり，(3.2.1)式はつぎのようになる。

入射領域 ( $\pi - \alpha < \theta < \pi + \alpha$ ) :

$$f(r, \theta) = \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} - f_1(-\sigma) \cdot \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} \\ + f_1(-\sigma') \cdot \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\} \quad (3.2.10)$$

この式の第1項は入射波，第2，3項は散乱波を表わす。回折領域では， $\sigma < 0$ ， $\sigma' < 0$  であるから，(3.2.1)式は

回折領域 ( $\pi + \alpha < \theta < 2\pi$ ) :

$$f(r, \theta) = f_1(-\sigma) \cdot \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} + f_1(-\sigma') \cdot \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\} \quad (3.2.11)$$

となり，散乱波だけが存在することがわかる。

### 3.2.2 前面波高の表示式

つぎに，前述の Sommerfeld の解を用いて半島堤の前面波高を求める。

半島堤の前面法線は  $\theta = 0$  であるから，(3.2.3)式は

$$\sigma = \sigma' = 2\sqrt{kr/\pi} \cos \frac{\alpha}{2} \quad (3.2.12)$$

となり，したがって  $f_1$  は

$$f_1 = 0.5 \{ 1 + C + S + i(C - S) \}$$

となる。この結果を(3.2.1)式に代入すると，つぎに示す半島堤の前面



法線における波の解が得られる。

$$\begin{aligned}
 f(r, 0) &= 2f_1(\sigma) \cdot \exp(ikr \cos \alpha) \\
 &= (1+C+S) \cos(kr \cos \alpha) - (C-S) \sin(kr \cos \alpha) \\
 &\quad + i\{(1+C+S) \sin(kr \cos \alpha) + (C-S) \cos(kr \cos \alpha)\}
 \end{aligned}
 \tag{3.2.13}$$

ただし，上式および以下の式中の  $C$  および  $S$  には， $\sigma$  の正負に応じた符号が含まれているものとする。この複素関数の絶対値をとれば，振幅 1 の入射波に対する半島堤前面法線における波の振幅  $K$ （換言すれば，波高 1 の入射波に対する前面波高  $K$ ）が次式のように求められる。

$$K(r, 0) = \sqrt{1 + 2(C^2 + S^2) + 2(C + S)} \tag{3.2.14}$$

なお，半島堤先端の延長線上（ $\theta = \pi$ ）の波高分布を同様にして求めると，散乱項が 0 となり入射波のみとなって，つぎのように入射波と等しい波高になる。

$$K(r, \pi) = |\exp(-ikr \cos \alpha)| = 1 \tag{3.2.15}$$

(3.2.14) 式により，波高が 1 の入射波に対する半島堤の前面波高を計算した結果は図-3.2 に示す。この図から，つぎの興味ある前面波高の特長が認められる。

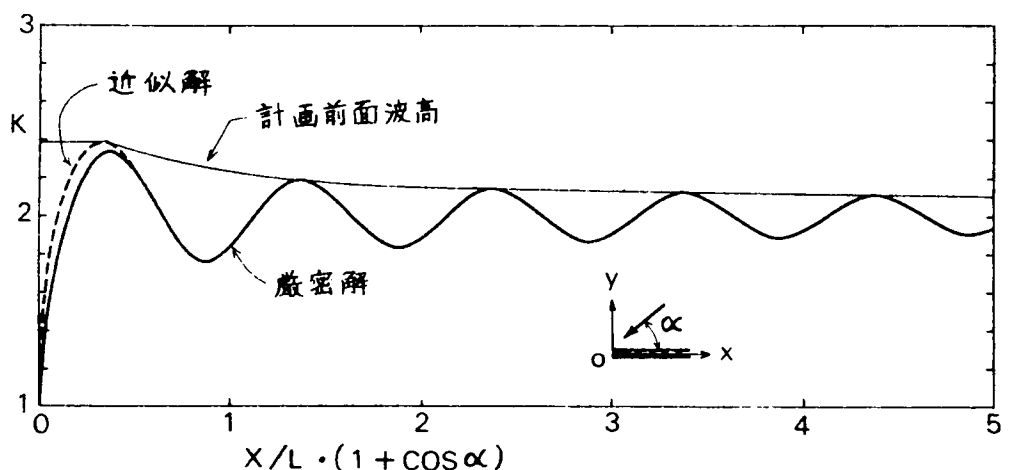


図-3.2 半島堤の前面波高

- (1) 半島堤先端から少し離れた地点で完全重複波の波高 2.0 より 17% 程度大きい第 1 次極大前面波高が発生し、続いて極小・極大波高が交互に現われ、先端から離れるにしたがって、これらの波高は低減して完全重複波の波高 2.0 に収束していく。
- (2) 第 1 次極大前面波高の値は 0 および  $\pi$  を除く各入射角  $\alpha$  に共通して  $K_1 = 2.24$  となり、その発生位置  $x_1$  は  $\alpha = \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$  に対し、先端からそれぞれ  $0.22L, 0.37L, 1.27L$  離れた地点である。
- (3) 上のように、入射角  $\alpha$  が鈍角になるほど第 1 次極大前面波高の発生位置は先端から遠ざかる。また、隣接する極大波高の位置間隔は大きくなり、それらの波高の低減率は小さくなって 2.0 になかなか収束しない。これとは逆に入射角  $\alpha$  が鋭角になれば、第 1 次極大前面波高は先端に近い位置で発生し、極大波高の隣接間隔は小さくなり、波高は 2.0 にすみやかに収束する。

半島堤先端における流速は、(3.2.1) 式を  $r$  で微分し、 $r$  を 0 に近づけた値に比例するのであるが、各項に共通して  $\sqrt{k/\pi r}$  が含まれるために、 $r^{-0.5}$  の位数で流速は無限大になる。実際の海水は粘性流体であるし、先端付近に渦が発生するであろうから、流速は無限大にならないのであるが、それでもやはり半島堤先端では流速はかなり大きくなるものと思われる。緒論の災害例にも見られるように、半島堤の先端部は災害を受け易いことが過去の経験からわかっている。この原因として、上のように大きい流速により先端の基礎部が洗掘され易いことと、前述のように先端から少し離れた地点で生じる極大前面波高により、大量の越波や強大な波力が作用することが考えられよう。

### 3. 2. 3 半島堤周辺の波の近似解および計画前面波高

島状堤（一文字防波堤）の前面波高や背後海域に対する遮へい効果は，第4章に述べるような重ね合わせの方法を用いて求めることができる。また，突堤をもつ護岸の前面波高も同様にして求めることができる。この重ね合わせの方法を用いる場合には，半島堤周辺海域の波の性質を知る必要があり，このためにはFresnel関数よりなる（3.2.1）式を用いて面倒な計算をやらねばならない。このFresnel関数を簡単な数式により近似できれば，数値計算を楽に行うことができる。

このような近似計算法としては，半島堤における回折波高を求めるためにPutnum およびArthur<sup>9)</sup> が提案した近似解法があるが，これは（3.2.1）式の右辺第2項が第1項にくらべて小さいとして無視したものであるから，簡単には波の性質を知ることができないFresnel関数がやはり残っていることになる。このような不便を除き，上述の目的に対して十分な精度を有すると思われる近似計算法を以下に提案する。

$\sigma$  または  $\sigma'$  が大きい場合に，（3.2.2）式中の積分は，部分積分をくり返すことにより次式のように漸近展開される。

$$\int_{-\infty}^{\sigma} \exp(-i\pi/2 \cdot u^2) du = \int_{-\infty}^0 \exp(-i\pi/2 \cdot u^2) du + \int_0^{\sigma} \exp(-i\pi/2 \cdot u^2) du = 0.5(1-i) + 1/\sqrt{2} \cdot \exp(-i\pi/4) + i/(\pi\sigma) \cdot \exp(-i\pi/2 \cdot \sigma^2) + \dots$$

したがって， $f_1(\sigma)$  の漸近展開式は次式のようになり，

$$f_1(\sigma) \doteq 1 + i/\sqrt{2} \pi \sigma \cdot \exp(-i\pi/2 \cdot \sigma^2 + i\pi/4)$$

この式と（3.2.8）式から，つぎに示す  $f_1(-\sigma)$  の漸近展開式が得られる。

$$f_1(-\sigma) = 1/(\sqrt{2}\pi\sigma) \cdot \exp(-i\pi/2 \cdot \sigma^2 - i\pi/4) \quad (3.2.16)$$

この式を(3.2.9), (3.2.10)および(3.2.11)式に代入すると, 各領域における近似式が求まり, それぞれ以下ようになる。

反射領域 ( $0 \leq \theta < \pi - \alpha$ ) :

$$f(r, \theta) = \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} + \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\} \\ - \frac{\exp\{-i(kr + \pi/4)\}}{2\sqrt{2\pi kr}} \left\{ 1/\cos\frac{1}{2}(\theta - \alpha) \right. \\ \left. + 1/\cos\frac{1}{2}(\theta + \alpha) \right\} \quad (3.2.17)$$

入射領域 ( $\pi - \alpha \leq \theta < \pi + \alpha$ ) :

$$f(r, \theta) = \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} - \frac{\exp\{-i(kr + \pi/4)\}}{2\sqrt{2\pi kr}} \cdot \\ (1/\cos\frac{1}{2}(\theta - \alpha) + 1/\cos\frac{1}{2}(\theta + \alpha)) \quad (3.2.18)$$

回折領域 ( $\pi + \alpha \leq \theta \leq 2\pi$ ) :

$$f(r, \theta) = - \frac{\exp\{-i(kr + \pi/4)\}}{2\sqrt{2\pi kr}} - \left\{ 1/\cos\frac{1}{2}(\theta - \alpha) \right. \\ \left. + 1/\cos\frac{1}{2}(\theta + \alpha) \right\} \quad (3.2.19)$$

なお, 各領域の境界線上において上の各近似式は無限大となり不都合を生じるので, 第4章に示す方法により求めた各境界線上における近似式をつぎに示す。

反射領域と入射領域との境界線上 ( $\theta = \pi - \alpha$ ) :

$$f(r, \theta) = \exp(-ikr \cos 2\alpha) + \frac{1}{2} \exp(-ikr) \\ - \frac{\exp\{-i(kr + \pi/4)\}}{2\sqrt{2\pi kr}} - \frac{1}{\sin \alpha} \quad (3.2.20)$$

入射領域と回折領域との境界線上 ( $\theta = \pi + \alpha$ ) :

$$f(r, \theta) = \frac{1}{2} \exp(-ikr) + \frac{\exp\{-i(kr + \pi/4)\}}{2\sqrt{2\pi kr}} \frac{1}{\sin \alpha} \quad (3.2.21)$$

図-3.2に併記した破線は, (3.2.17)式により計算した前面波高である。Sommerfeldの厳密解による前面波高と比較して, つぎの結論が得られる。

- (1) 第2次極大前面波高発生地点より遠方の前面波高は, ほとんど厳密解と一致する。
- (2) 半島堤先端にもっとも近い第1次極大前面波高は, 厳密解のそれよりも約2%大きく, また, その発生位置は約10%先端に近い。

このように近似解法による前面波高は, 第1次極大波高地点においても厳密解と大差のない値でしかも安全側にあるので, この近似解法により求めた前面波高は護岸の計画・設計に十分利用できる。

計画・設計においては, 前面波高のうちでも, 極大波高が重要であると考えられる。実際の波は不規則波であるので, 以上の計算結果のような位置に極大前面波高がいつも発生するとは限らない。したがって, 計画や設計に実際に使用する計画前面波高としては, 図-3.2に細い実線で示すように, 災害の多い先端部から第1次極大前面波高地点までの区間に対しては第1次極大前面波高を用いることにし, それより以遠は極大前面波高に接する包絡線を用いることにすれば, 合理的な計画前面波高が得られるし, これに要する計算も非常に簡略化することができる。すなわち, 図-3.2に細い実線で示した計画前面波高を算出するのにまず必要な第1次極大前面波高発生地点  $x_1$  は,  $1/\sqrt{kx}$  の変化よりも  $\cos kx$  の変化がはるかに大きいとして (3.2.17) 式より得られる第  $n$  次極大前面波高地点  $x_n$  を与える次式から容易に求

めることができる。

$$kx_n = (2n - 5/4)\pi / (1 + \cos \alpha)$$

この  $x_1$  地点以遠における計画前面波高  $K(x)$  は，(3.1.17) 式に  $\theta = 0$  を代入し，幾何光学的な項の絶対値と散乱項の絶対値とを合計して，つぎの式によりあらわされる。

$$K(x) = 2 + 1 / (\sqrt{2\pi kx} \cos \frac{\alpha}{2}) \quad (3.2.22)$$

この方法により求められる第1次極大前面波高の位置  $x_1$  は， $1/\sqrt{x}$  の変化を無視したため，(3.2.17) 式により求まる図-3.2 に破線で示す第1次極大前面波高の位置よりも少し先端部から離れている。一方，図-3.2 に見られたように，厳密解による実線よりも破線で示す極大前面波高の方が少し大きく，しかも先端部寄りに位置する。したがって，厳密解による第1次極大前面波高  $K_1 \doteq 2.34$ ，その位置  $x_1/L \cdot (1 + \cos \alpha) \doteq 0.38$  に対し，この計画前面波高算出法による値は，それぞれ  $K_1 \doteq 2.37$ ， $x_1/L \cdot (1 + \cos \alpha) \doteq 0.375$  となり，厳密解による値よりもわずかに安全側となる。

なお，図-3.2 からわかることではあるが， $kx_n$  の式において  $n = 1$  とし，(3.2.22) 式に代入すると

$$K(x_1) = 2 + 2 / (\sqrt{5} \pi) = 2.3676$$

となり，入射角  $\alpha$  の値に関係なく第1次極大前面波高の値は， $\alpha = 0$  または  $\pi$  の場合を除いて， $K_1 = 2.3676$  となる。一方，第1次極大前面波高発生位置  $kx_1$  は  $kx_n$  の式によれば， $\alpha$  が鈍角になるほど半島堤先端から遠ざかる。したがって， $\alpha$  が鈍角になるほど前面波高の収束は緩やかになり，その結果， $K > 2$  の前面波高が発生する区間も長くなるのであるが，実際の場合には反射率も小さくなって前面波高は小さくなるので，結果的には，前面波高が大きくその区間延長も長くなるような入射角は  $\pi/2$  から  $3\pi/4$  ま

でと考えられる。

前述したように，単純な法線形状周辺の波を重ね合わせて複雑な法線形状をもつ護岸の前面波高を求めるためには，散乱波の性質を知っておく必要がある。また，最後の章で述べるように，この散乱波の性質が明らかになれば，平面水槽における模型実験技術の向上に役立たせることができる。(3.2.17)～(3.2.21)式に基づき，半島堤周辺の波の状態を示すと図-3.3のようになる。

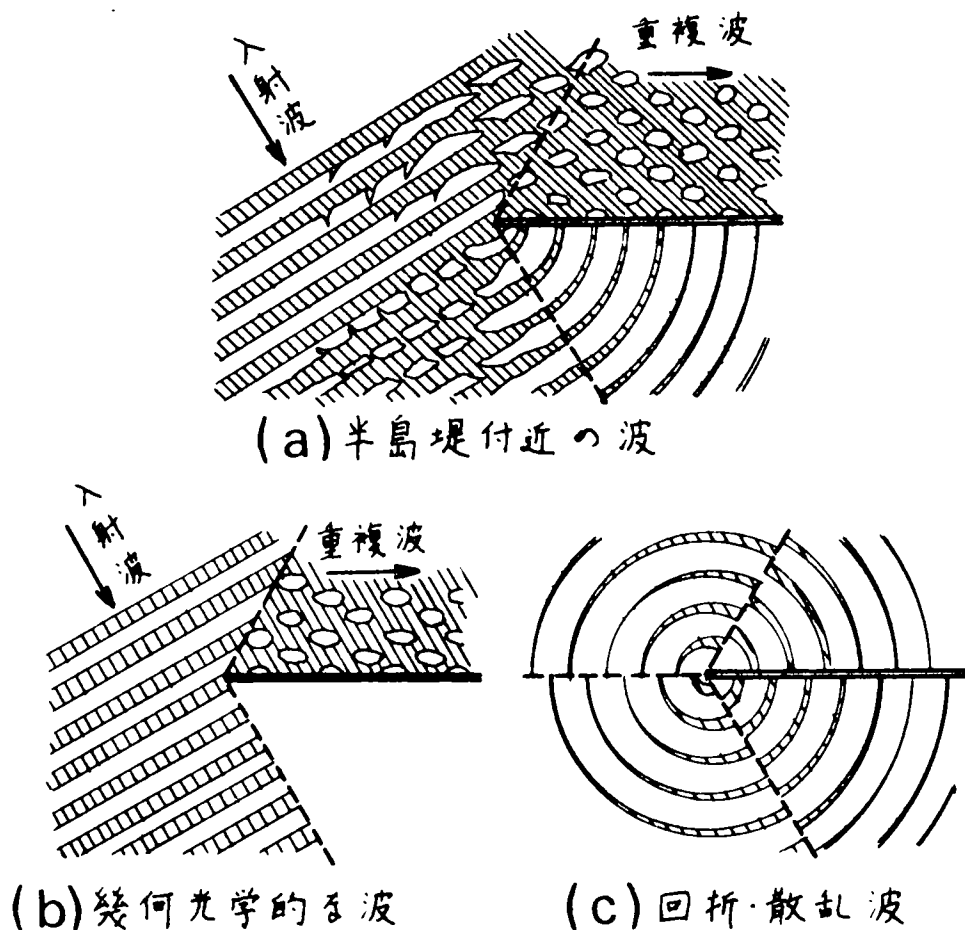


図-3.3 半島堤周辺の波の状態

これらの式は、幾何光学的項と散乱項との合計の形で表示されているが、図－3.3 (a) は、この合計である半島堤周辺海域における波の状態を示すもので、波高の値は斜線をほどこした部分の幅で表示してある。(b)は幾何光学的項に基づく成分波の状態を示し、(c)は散乱項に基づく散乱波の状態を示すものである。この散乱波の特長をまとめると以下のようなになる。

- (1) 散乱波は半島堤先端を点源とし、入射波とほぼ等しい波長をもって、外方に進行発散する。
- (2) 散乱波の波高は半島堤先端からの距離の平方根にほぼ反比例して減少する。
- (3) 散乱波の等位相線（波峯線）は、堤先端を中心とするほぼ同心円弧になり、図－3.3 に示すように、各領域の境界線および堤延長線上において位相は不連続的にほぼ $\pi$ だけずれる。

### 3.3 護岸開口部の前面波高

#### 3.3.1 回折波の理論とその考察

建設途上の護岸に設けられた開口部付近の波の状態は、これまでの研究で詳細に回折波高分布が計算され、模型実験結果とよく一致することが判明している防波堤開口部付近のそれに同じと考えられる。これらの計算の基礎となる理論は、開口幅 $B$ が波長 $L$ よりも比較的大きい場合、および $B$ が $L$ よりも比較的小さい場合の2つに大別される。

$B$ が比較的大きい場合の開口部背後の回折波高に対しては、前節に示した半島堤におけるSommerfeldの解である(3.2.1)式を重ね合わせて近似値を得ることができる。PenneyとPrice<sup>10)</sup>はこの重ね合わせによる解が $B/L > 1.0$ の場合に良い近似値を与えることを示し、BlueとJohnson<sup>11)</sup>は実験を行って、この近似値は実験値より大きい波高を与えるが大差はない



ことを示し，さらに Johnson<sup>12)</sup> は  $B/L = 1.0 \sim 5.0$  の場合の回折波高を求めるのに便利な図や表をこの重ね合わせの方法により作成し，わが国の土木学会の水理公式集にもそれらの一部が採用されている。

開口幅  $B$  が比較的小さい場合に対しては，Carr と Stelzriede<sup>13)</sup> がリボンや細隙における Morse と Rubenstein の解法<sup>14)</sup> を適用して， $B/L = 0.5 \sim 3$  に対する回折波高分布を計算している。この解は Mathieu 関数の級数よりなるもので，Johnson<sup>11)</sup> はこの結果を用い， $B/L = 1$  の場合の各入射角に対する回折波高分布を示す詳細な図を提案している。わが国では，桃井<sup>15)</sup> が津波の場合の防波堤開口部付近における波高分布を Buffer Domain 法により求めている。開口幅  $B$  がさらに小さい場合については，Lamb<sup>16)</sup> が解を与えている。

前述の第 1 の目的のために護岸に開口部を設ける場合は，出入する潮流による開口部の洗掘を少なくするため，一般に開口幅を広くとっており，完工間近になって一挙に開口部を締め切るのが普通である。この場合には，開口部付近の前面波高は前節に示した半島堤のそれとほぼ同一であり，また，締め切り時に大きい波が来襲するとは考えられないので，本節では第 2 の目的のために設ける排水路用の非常に幅の狭い開口部付近の前面波高を以下にとりあげる。なお，前節と同様の理由により，数値計算結果のみを示すにとどめる。開口部の外海および内海の波を与える Lamb の解は，図-3.4 の座標を用いて，それぞれ次式で示される。

開口部の外海 ( $y \geq 0$ ) :

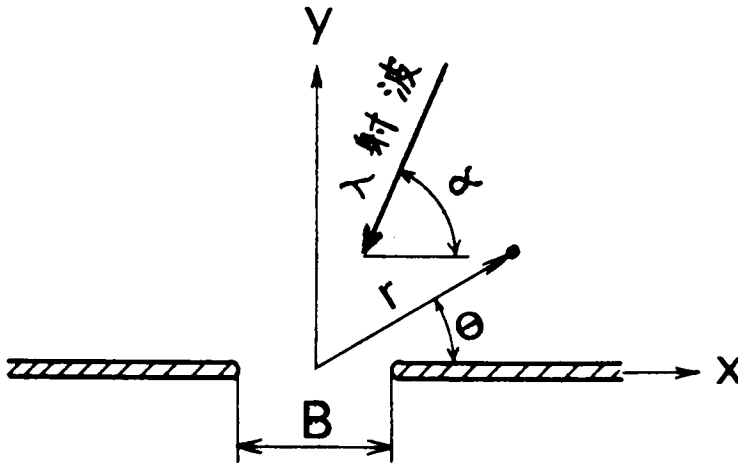
$$f = \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} + \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\} + x \quad (3.3.1)$$

開口部の内海 ( $y < 0$ ) :

$$f = -x \quad (3.3.2)$$

ここに， $x$  は次式で示される散乱項である。

$$x = \frac{\exp\{-i(kr + \pi/4)\}}{\ln(kB/8) + \gamma + i\pi/2} \sqrt{\pi/2} kr \quad (3.3.3)$$



図一 3. 4 幅の狭い開口部の座標

### 3. 3. 2 前面波高の表示式

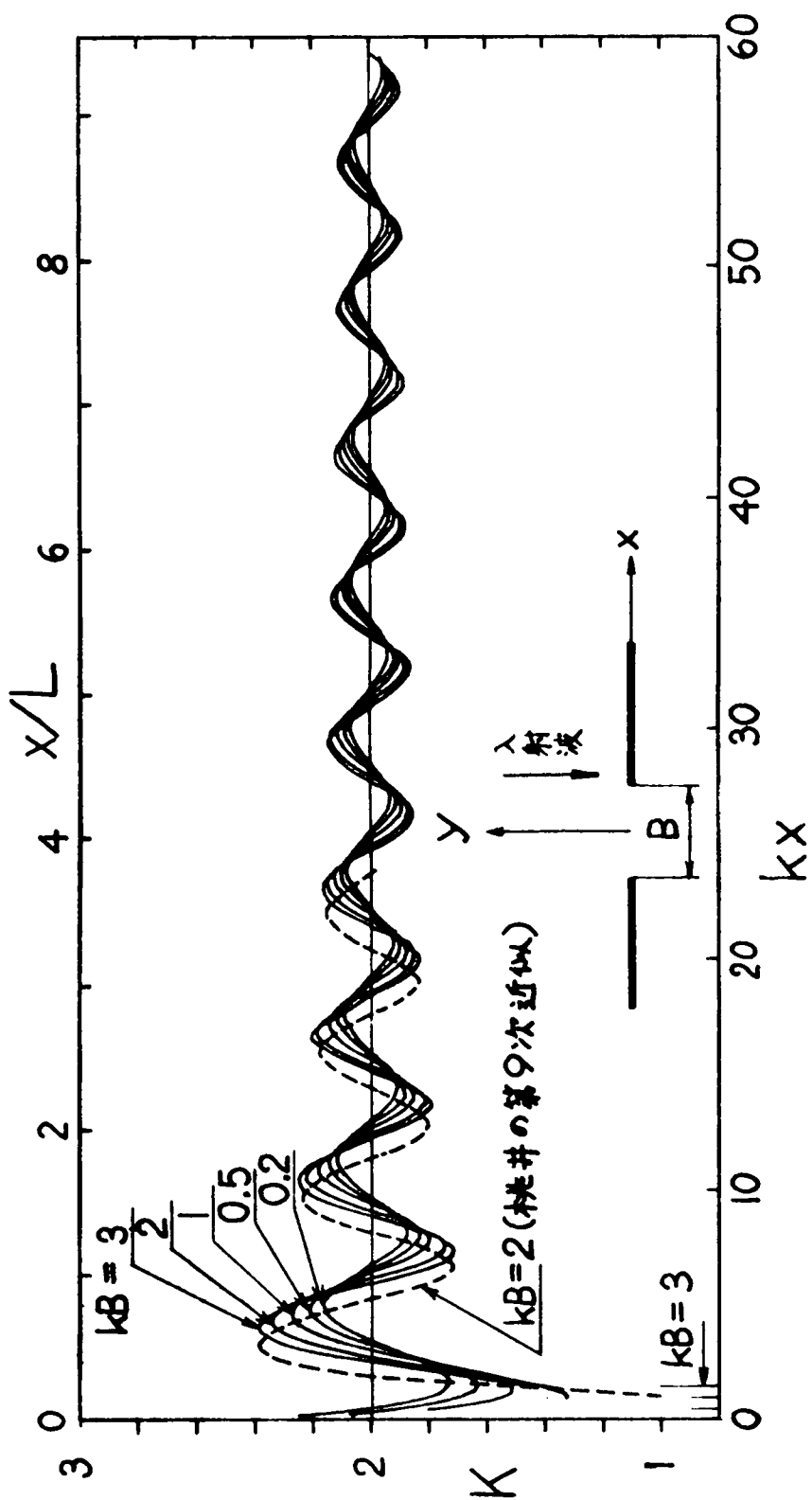
前述の(3.3.1)式の絶対値をとって， $\alpha = \pi/2$ ， $\theta = 0$  を代入すれば入射角  $\pi/2$ ，波高 1.0 の入射波に対する開口部付近の前面波高  $K(x, 0)$  がつぎのように求まる。

$$K(x, 0) = \sqrt{\frac{4 + (4a/\sqrt{kx})\{(\ln(kB/8) + \gamma)\cos(kx + \pi/4) - (\pi/2)\sin(kx + \pi/4)\} + (a/\sqrt{kx})^2\{(\ln(kB/8) + \gamma)^2 + (\pi/2)^2\}}{(\ln(kB/8) + \gamma)^2 + (\pi/2)^2}} \quad (3.3.4)$$

ここに，

$\gamma = 0.5772$  (Euler の定数)

$$a = \sqrt{\pi/2} / \{(\ln(kB/8) + \gamma)^2 + (\pi/2)^2\}$$



図一3.5 幅の狭い開口部付近の前面波高

である。 $kB=0.2, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0$  に対する計算結果を図-3.5に示す。なお、このLambの解は原点近傍を除く近似解であるので、図-3.5には原点近傍の値は示していない。この図においても、半島堤の場合と同様に、極大と極小の前面波高が交互に現われ、開口部から遠ざかるにつれ、 $K$ は2に収束する傾向を示している。さらに、開口部に最も近い地点に位置する第1次極大前面波高に着目すれば、図-3.5に示す $kB$ の範囲内では、 $kB$ が大きくなるほど第1次極大波高の発生位置は開口部に近づき、波高の値は増大する傾向にあることが認められる。この場合、 $kB=3$ において最大の第1次極大波高 $K_1 \doteq 2.38$ が開口端から約 $1/2.5$ 波長離れた地点に生じているが、図-3.2に示した半島堤における第1次極大前面波高 $K_1 \doteq 2.34$ 、その発生位置は堤端から約 $1/3$ 波長離れた地点とくらべると、これよりもわずかに大きい波高が堤端寄りに発生することになる。図-3.5に破線で併記した桃井の第9近似<sup>15)</sup>による $kB=2$ の曲線においても、やはり半島堤におけるよりも大きい第1次極大波高が堤端にさらに近い位置で発生するのが認められる。

入射角 $\alpha$ が $\pi/2$ の場合に対する以上の計算結果から、つぎのことが結論される。

- (1) 開口幅 $kB$ が2.0および3.0の場合には、極大前面波高は半島堤の場合より大きくなり、第1次極大前面波高は半島堤の場合よりもさらに堤端に近い $1/2.5$ 波長ほど離れた地点に発生する。
- (2)  $kB$ が1.0より小さくなるにつれて極大前面波高は半島堤の場合よりも小さくなり、完全重複波高2.0に近づく。

### 3.3.3 計画前面波高

半島堤の場合と同様に、三角関数の変化にくらべて $1/\sqrt{x}$ の変化は小さ

いとして無視することにより，すでに漸近展開された形をもつ(3.3.1)式から，計画前面波高 $K(x)$ および第 $n$ 次極大前面波高発生地点 $x_n$ を与えるつぎの式が求まる。

$$x_n/L = \{ n - 1/8 + 1/2\pi \cdot \tan^{-1} \{ (\pi/2) / (\ln \frac{kB}{8} + r) \} \} / (1 \pm \cos \alpha) \quad (3.3.5)$$

$$K(x) = 2 + 2\sqrt{(L/x) / \{ \{ \ln(kB/8) + r \}^2 + (\pi/2)^2 \}} \quad (3.3.6)$$

ここに，複号の $+$ は正の $x$ 軸側に位置する護岸に対するもので， $-$ は負の $x$ 軸側に位置する護岸に対するものである。 $\alpha = \pi/2$ の場合に対する第1次極大前面波高 $K_1$ およびその位置 $x_1/L$ の(3.3.1)式による計算結果と計画前面波高を与える上式による計算結果とを比較するとつぎの通りである。すなわち，上式による結果を( )で示すと， $kB=3$ の場合， $x_1/L = 0.671 (0.665)$ ， $K_1 = 2.376 (2.378)$ ， $kB=0.2$ の場合， $x_1/L = 0.790 (0.800)$ ， $K_1 = 2.158 (2.160)$ となり，ほぼ一致する。

なお，(3.3.6)式から，相対開口幅 $kB$ が大きくなるほど，および，第1次極大前面波高発生位置 $x_1/L$ が小さくなるほど第1次極大前面波高 $K_1$ は大きくなることがわかる。しかし，開口幅に関しては前述のように，この理論の適用限界として $kB \leq 3$ の制限がある。一方，入射角 $\alpha$ は(3.3.6)式に陽には含まれておらず，極大前面波高発生位置を与える(3.3.5)式のみに含まれており， $\alpha < \pi/2$ とすれば， $x_1/L$ が小さくなるのは，右岸側の護岸において $\alpha$ が0に近い場合である。したがって，前節に述べた反射率の減少を考慮に入れると，大きい前面波高が生じるのは，相対開口幅 $kB \approx 3$ をもつ護岸に $\pi/4$ から $\pi/2$ までの入射角 $\alpha$ で入射する場合の右岸側護岸であると考えられる。

つぎに，前節と同様の理由により，開口部付近の散乱波の様相を示す。すなわち，(3.3.5)式には  $\alpha$  や  $\theta$  は含まれていないことから，図-3.6に示すように，散乱波は入射角に無関係で，しかも散乱波の等波高線および等位相線は原点を中心とする同心円弧になり，散乱波の波高は原点からの距離の平方根に反比例し，波長は入射波の波長  $L$  に等しいことがわかる。また， $y > 0$  および  $y < 0$  の領域における散乱波の位相は，半島堤の場合と同様に， $\pi$  だけずれている。

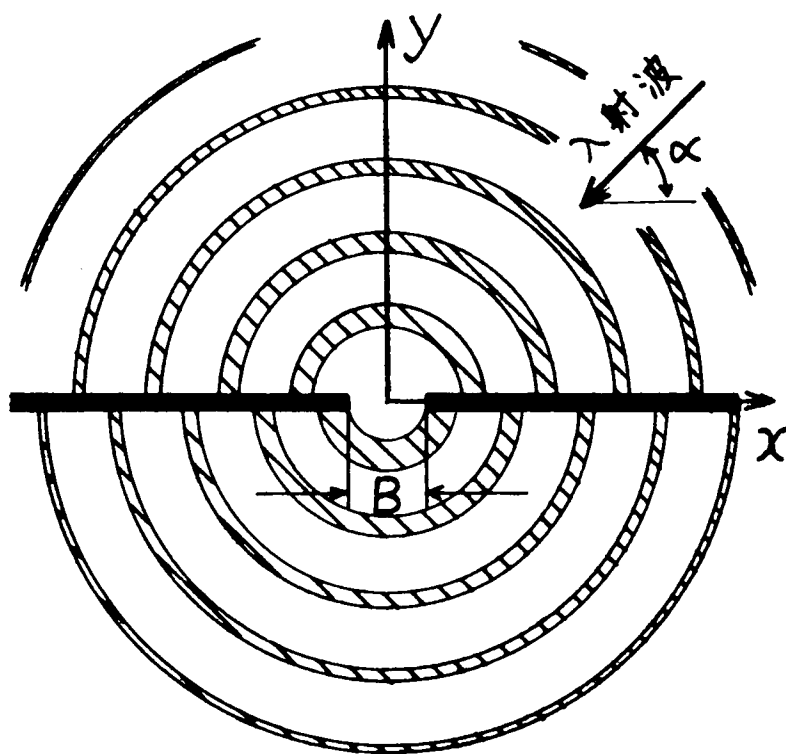


図-3.6 幅の狭い開口部付近の回折・散乱波

### 3.4 消波工隣接護岸の前面波高

#### 3.4.1 前面波高の表示式

図-3.7において $x$ 軸，すなわち $AOB$ は完全反射の不透過壁面とし， $x$ 軸の負の部分，すなわち $OB$ の前面には消波工が設置されているものとする。

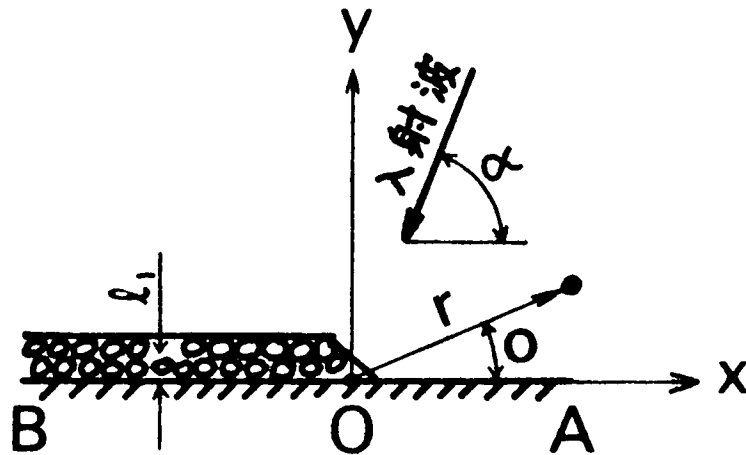


図-3.7 消波工隣接護岸の座標

いま，幾何光学的な波のみを考えると，入射波  $\exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\}$  に対し， $OA$ による反射波は完全反射であるから  $\exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\}$  となる。 $OB$ 前面の消波工は透過性であるため，これによる反射率を  $r'$  とし， $OA$ による反射波との位相差を  $2kl_1$  とすると，消波工による反射波は  $r' \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha) + i2kl_1\}$  となる。ここに， $l_1$  は  $OA$ 前方に生じる重複波の節の位置から沖方向に測った  $OB$ 前方に生じる部分重複波の節の位置までの距離に相当するものである。以上のように，海域に存在する幾何光学的な波は，入射波と，それぞれの法線に対応する2つの反射波であるが，この状態は法線  $OA$  を半島堤と考え，それに  $\exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\}$

および  $r' \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha) + i2kl_1\}$  の2つの波が入射してできる海面状態に等しいと考える。したがって、半島堤に対する(3.2.1)式により、この海域の波は次式で示すことができる。

$$\begin{aligned} f(r, \theta) = & f_1(\sigma) \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} + f_1(\sigma') \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha)\} \\ & + f_2(\sigma') \cdot r' \exp\{ikr \cos(\theta + \alpha) + i2kl_1\} + f_2(\sigma) \cdot r' \exp \\ & \{ikr \cos(\theta - \alpha) + i2kl_1\} \end{aligned} \quad (3.4.1)$$

ここに、 $\sigma$ 、 $\sigma'$ 、 $f_1$  は(3.2.1)式で用いた記号と同一である。 $f_2$  は  $f_1$  と同様に、次式で定義される Fresnel 関数よりなる複素関数である。

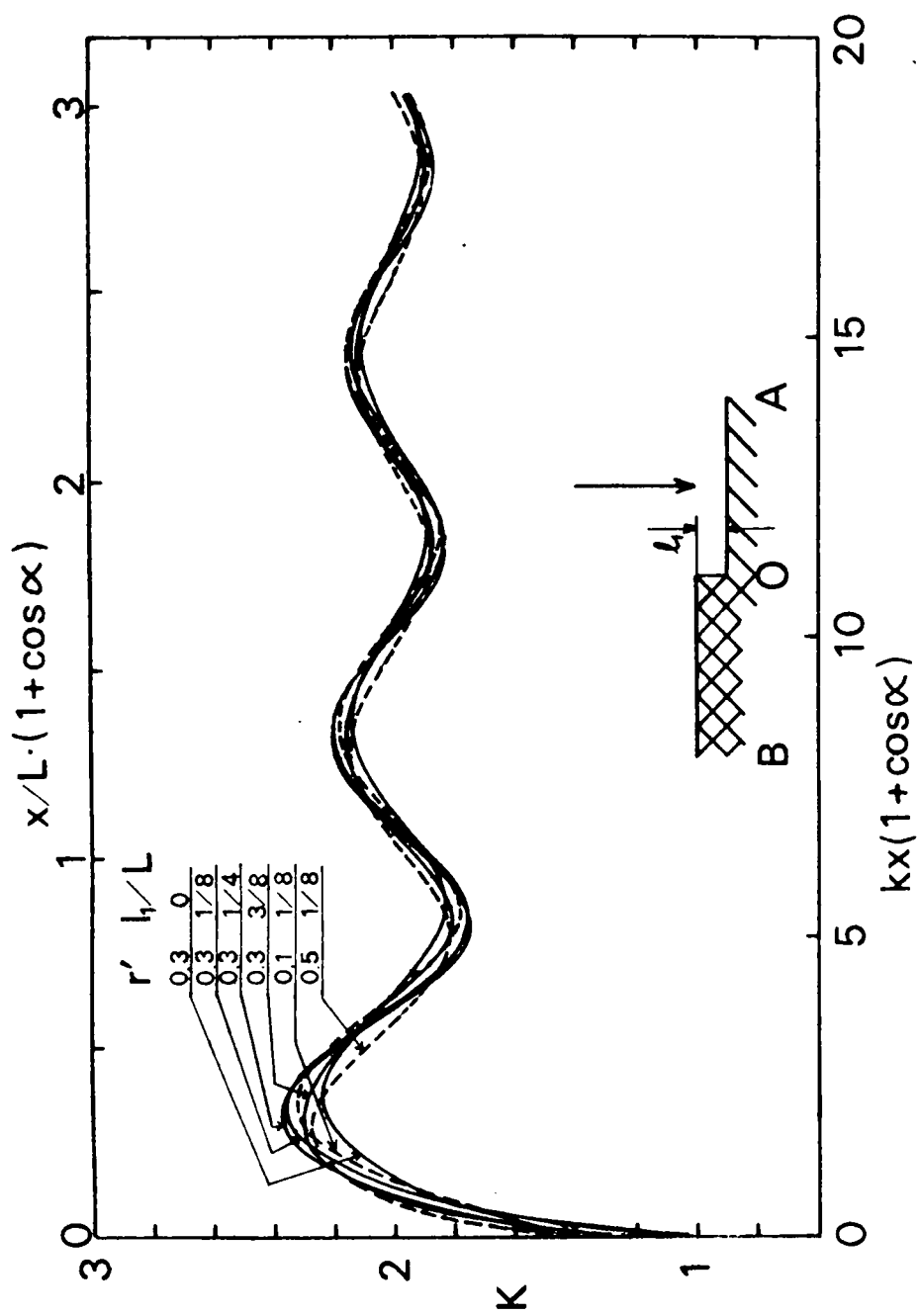
$$f_2(\sigma) = 0.5 - 0.5(1+i) \int_0^\sigma \exp(-i\pi/2 \cdot u^2) du \quad (3.4.2)$$

上式に  $\theta = 0$  を代入し絶対値をとれば、次式に示す護岸OAの前面波高  $K$  が得られる。

$$\begin{aligned} K(x, 0) = & \sqrt{\{(1+C+S) + r'(1-C-S) \cos 2kl_1 + r'(C-S) \sin \\ & 2kl_1\}^2 + \{(C-S) + r'(1-C-S) \sin 2kl_1 - r'(C-S) \\ & \cos 2kl_1\}^2} \end{aligned} \quad (3.4.3)$$

この式において、反射率を  $r' = 0.5$  とし、重複波と部分重複波との節の位置のずれ  $l_1$  を  $l_1/L = 0, 1/8, 1/4, 3/8$  と変えた場合の前面波高の計算結果を図-3.8に実線で示す。また、 $l_1/L = 1/8$  とし、 $r' = 0.1, 0.5$  と変えた場合の前面波高の計算結果も同図に破線で示す。この計算範囲内程度の  $r'$  および  $l_1/L$  の変化では、極大前面波高およびその位置ともに大した変化をしないのであるが、これらを詳細に見ると、 $l_1/L = 1/8$  の場合、 $r' = 0.3$  のときに最大の極大前面波高を生じ、また、 $r' = 0.3$  の場合には予期されることではあるが  $l_1/L = 1/4$  のときに最大の極大前面波高を生じるのが認められる。





図—3.8 消波工隣接護岸の前面波高の計算結果

### 3.4.2 前面波高分布および反射率に関する実験

前述の(3.4.3)式から前面波高を求めるには、消波工の $r'$ および $l_1/L$ を知る必要がある。したがって、本研究ではまず2次元水路において消波工の基礎実験を行い、 $r'$ および $l_1/L$ がどのような値をとるかを検討したのち、平面水槽において消波工隣接護岸の模型実験を行って前面波高を測定した。その後さらに、 $l_1/L$ によって前面波高がどのような影響を受けるかを検討するために、段違い状法線の模型実験を行った。以下にこれらの実験結果を示す。

消波工の $r'$ および $l_1/L$ の値を知るための基礎実験に使用した水路は、徳島大学工学部にあるユニバーサル型の造波機を具えた幅0.5m、深さ0.75m、長さ10mの片面ガラス張りの鋼製水路である。消波工模型は、1個当りの平均重量60g、間隙率33.6%の碎石より成る中詰材料を、図-3.9に示す形状をもつモルタル製の異型ブロックを2層積んで被覆したものである。

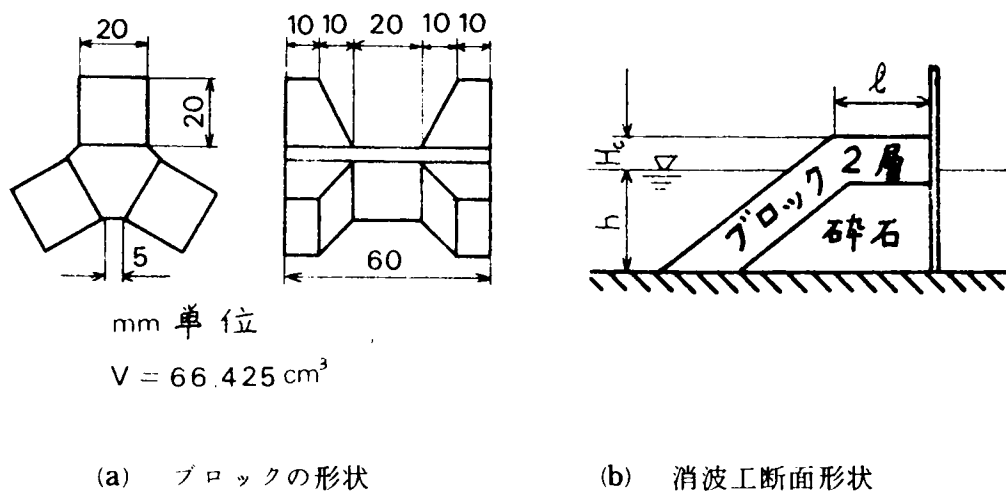


図-3.9 模型消波工

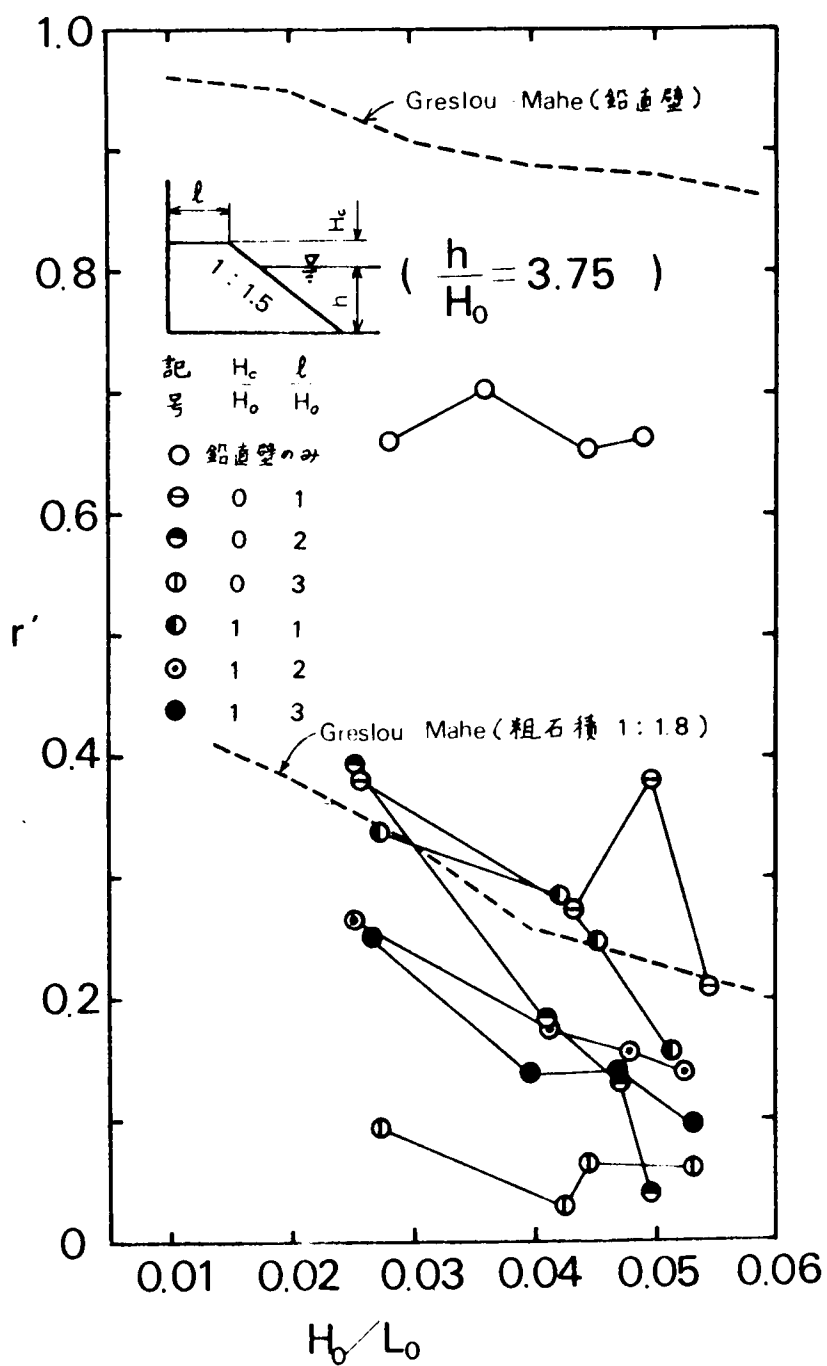
このときの2層積みブロックの間隙率は45.8%である。図-3.9(b)に示す記号を用いて実験に使用した消波工模型の断面寸法を示すとつぎの通りである。すなわち、消波工天端と静水面とが一致する $H_c=0$ の場合、および天端と静水面との鉛直距離が深海波高に等しい $H_c=H_0$ の場合のそれぞれに対して、いずれも天端幅 $l$ を深海波高 $H_0$ の1, 2, 3倍に等しくとった合計6種類の断面寸法である。実験に用いた水深 $h$ 、入射波高 $H$ 、周期 $T$ は表-3.1に示す。反射率 $r'$ 、および消波工背後の鉛直壁面と重複波の節との距離 $x'$ は、この鉛直壁面からほぼ3波長以上離れ、しかも3波以上の波が含まれる区間、すなわち、鉛直壁面から2.85m以遠で5.55m以内の区間の水面形をコンバージョン・レンズ付きの16mmシネ・カメラにより、毎秒64駒の速さで撮影したフィルムを読み取り、 $r'$ はHealy<sup>17)</sup>の方法により、 $x'$ は微小振幅波理論による波長を用いてその区間における節の位置から換算して求めた。これらの実験結果は図-3.10および3.11に示す。

これらの実験値は非常に散らばっており、実験因子のわずかな相違、たとえば、実験開始前に水槽内の水が完全な静止状態でなかったり、あるいは消波ブロックの間隙率がわずかに異なっていることにより、波の反射現象が敏感に影響を受けることを物語っているものと考えられる。図-3.10には、GreslouおよびMahe<sup>18)</sup>による実験結果も破線で示してあるが、これらの反射率の実験結果によれば、波形勾配 $H_0/L_0$ および相対天端幅 $l/H_0$ が大になるほど反射率 $r'$ は小さくなる傾向を示しており、いずれの場合でも消波工による反射波軽減効果は相当大きく、鉛直壁のみの場合の約1/2以下の反射率になっている。

消波工前面に生じる重複波の節の位置を示す図-3.11の全体の傾向としては、消波工の天端幅 $l$ が大きいほどブロック背後の鉛直壁面と重複波の節との距離 $x'$ は大きくなるのが認められる。この現象は容易に理解

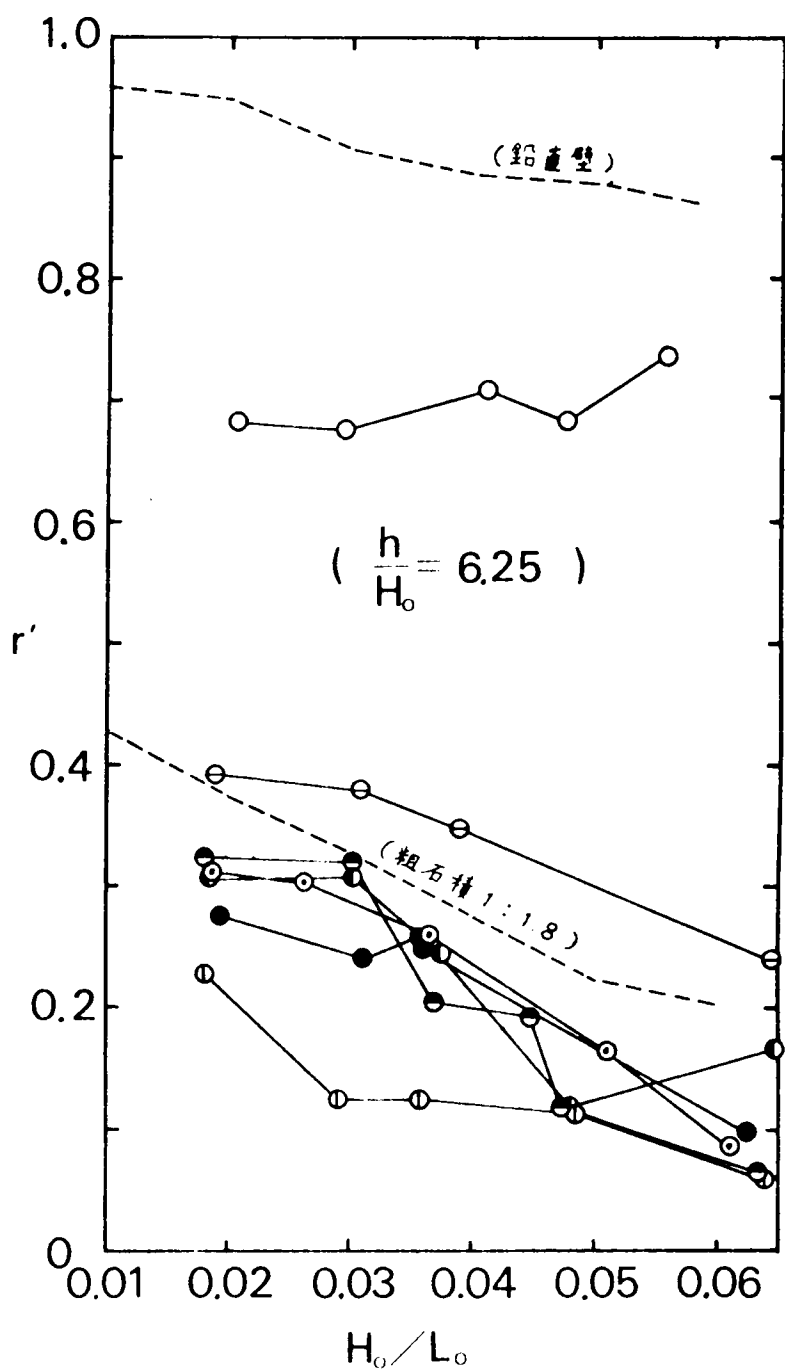
表一 3. 1 消波工 2 次元模型の実験に用いた値

$H_c = 0$ および $8\text{ cm}$ , $l = 8$ , $16$ および $24\text{ cm}$							
形 状		$h$ $\text{cm}$	$H\text{ cm}$ (すぐ下の欄は $T\text{ sec}$ )				
$H_c/H_0$	$l/H_0$		1.60	1.31	1.13	1.01	0.92
0	1	30		6.44	7.95	7.26	6.72
	2	"		6.29	7.54	6.89	6.11
	3	"		6.77	7.75	6.57	6.56
1	1	30		6.83	7.73	6.63	6.33
	2	"		6.29	7.79	7.03	6.47
	3	"		6.67	7.32	6.91	6.56
0	1	50	7.03	7.61	7.30	7.00	8.17
	2	"	6.60	7.48	6.87	7.39	8.03
	3	"	6.71	7.17	6.74	7.56	8.09
1	1	50	6.89	7.47	7.05	7.44	8.26
	2	"	6.98	6.53	6.84	8.02	7.84
	3	"	7.51	7.70	6.74	5.60	7.93
鉛 直 壁		50	7.55	7.18	6.69	7.36	7.04
		40	7.41	6.01	5.86	6.43	6.53
		30		6.98	7.52	6.53	5.92
		20			7.03	6.89	6.60



(a)  $h/H_0 = 3.7$  の場合

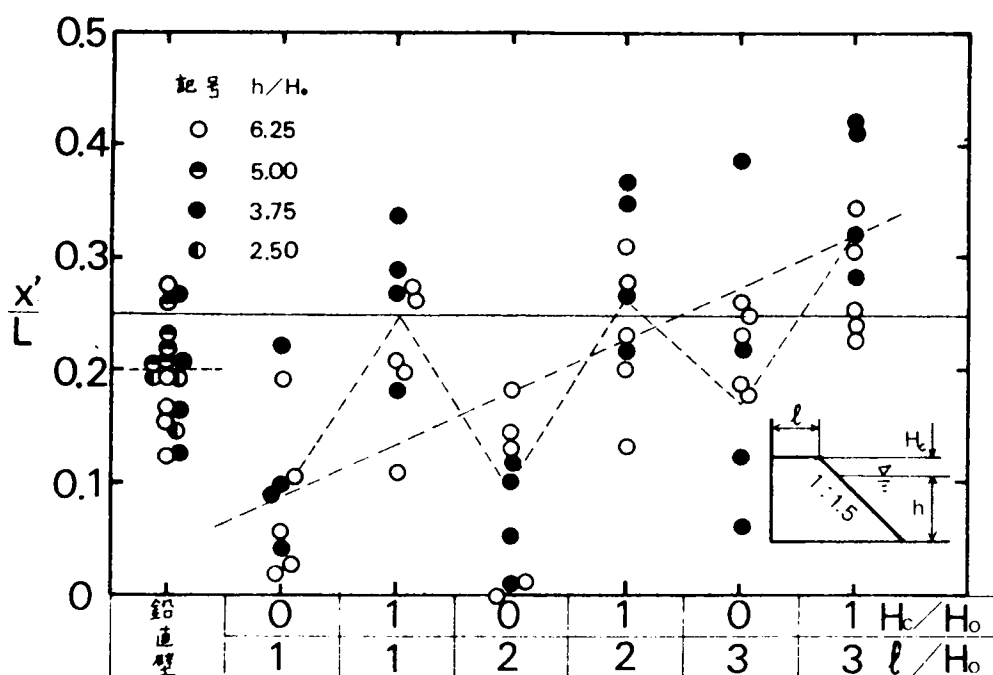
図-3.10 反射率の実験結果



(b)  $h/H_o = 6.25$  の場合

図-3.10 反射率の実験結果

できるのであるが，詳細にこの図を見ると，なぜそうなるのか理由はよくわからないが，つぎのような事実が見出される。すなわち，消波工が存在しない鉛直壁面のみの場合の  $x'/L$  の理論値は 0.25 であるが，この実験結果では図の左端の点が示すように，それらの平均値は約 0.2 となっており，節の位置は理論値よりも壁面に近いようである。また，天端幅  $l$  が等しく，天端高  $H_c$  が異なる消波工に対する  $x'$  を比較すると，いずれの  $l$  の場合においても， $H_c = H_0$  よりも  $H_c = 0$  の天端高に対する  $x'$  が極端に小さくなっている。



図一 3. 11 重複波の節の位置の実験結果

前述の消波工隣接護岸の前面波高の表示式 (3. 4. 3) における  $l_1$  は，消波工および隣接護岸のそれぞれの前面に発生する重複波の節の位置の差であるから，図一 3. 1 1 の実験結果から  $l_1/L$  を求めるには，鉛直壁面に対す

る  $x'/L$  とそれぞれの断面の消波工に対する  $x'/L$  をこの図から読み取り、その差をとればよい。

以上の消波工の反射波についての基礎実験結果から、実際によく用いられている  $H_c/H_0 = 1$  ,  $l/H_0 = 1 \sim 3$  の断面をもつ消波工の反射率  $r'$  の平均値は約 0.3 であり、節の位置のずれ  $l_1/L$  は 0.05 ~ 0.130 であることが推定される。したがって、このような断面をもつ消波工の隣接護岸に発生する前面波高は、図-3.8 に示した計算結果のうち、 $r' = 0.3$  ,  $l_1/L = 0$  および  $r' = 0.3$  ,  $l_1/L = 1/8$  に対する 2 曲線の範囲内の値をとるものと思われる。

このように基礎実験により  $r'$  および  $l_1/L$  の値が推定されたので、本実験である消波工隣接護岸の前面波高を求める模型実験を、徳島大学工学部の水槽において行った。この水槽は、図-3.12 に示すように、一端にプランジャー型の造波機を具えた長さ 20 m、幅 7 m、深さ 0.5 m の大きさをもつ平面水槽である。実験に使用した消波工模型の中詰材料である碎石および被覆層である 2 層積み異型ブロックは、基礎実験に使用したものと同一である。

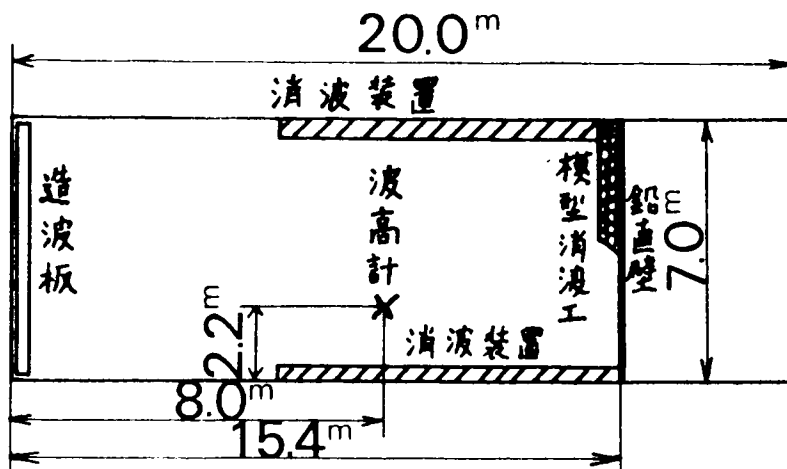


図-3.12 消波工隣接護岸の実験装置



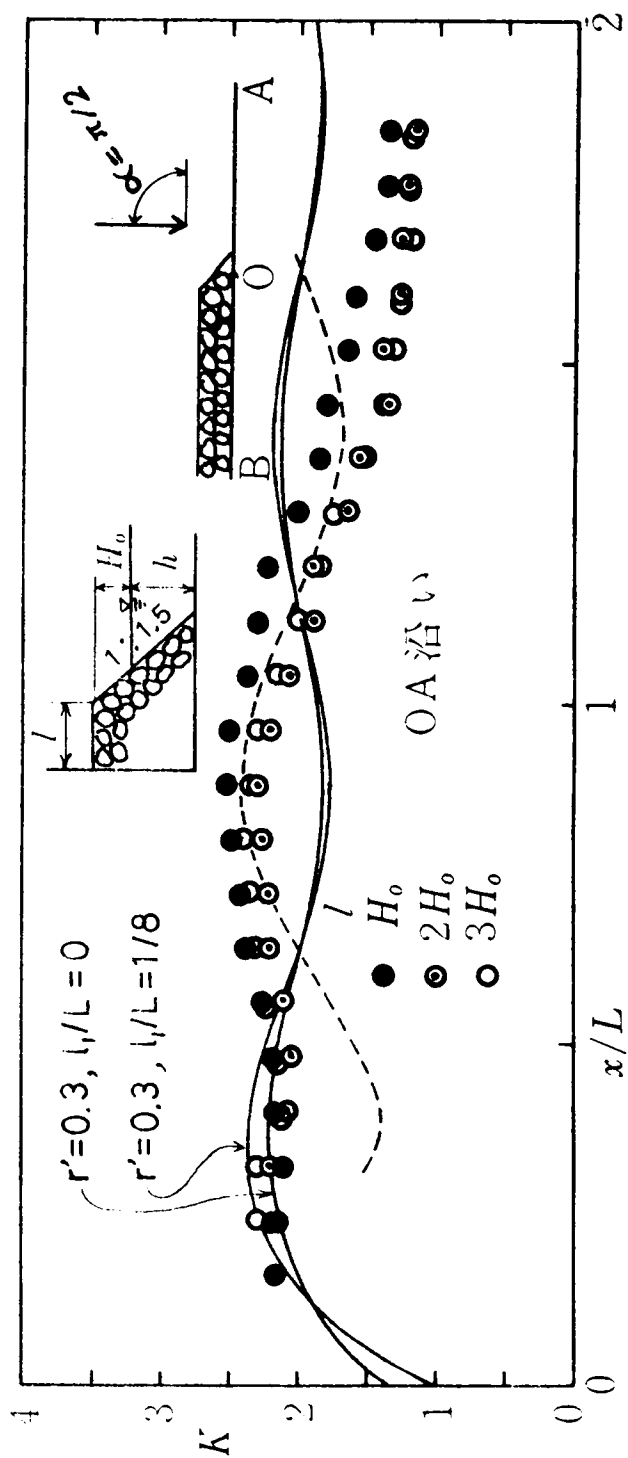
水槽両側壁に沿って設置した消波装置は、いずれも幅  $0.45\text{ m}$ ，高さ  $0.40\text{ m}$ ，長さ  $1.0\text{ m}$  の漁網張り木枠の中に写真フィルムの切断片を詰めたもので、これらの使用目的は、模型の中央部、すなわち消波工隣接地点で発生する散乱波が両側壁で反射するのを防ぐためである。実験に用いた水深  $h$ ，消波工天端幅  $l$ ，天端高  $H_c$ ，入射波高  $H$ ，周期  $T$  は、表－3.2 に示す。入射波の

表－3.2 消波工隣接護岸の実験に用いた値

$\alpha = 90^\circ$ , $h = 20\text{ cm}$ $H_c = 5\text{ cm}$ , $T = 1.03\text{ sec}$			
$l$ $\text{cm}$	5	10	15
$H$ $\text{cm}$	5.1	5.5	5.3

波高測定には、図－3.12 に波高計と記入した地点に設置した標尺における水位変動をシネ・カメラにより毎秒 64 駒の速さで撮影した  $8\text{ mm}$  フィルムを用い、消波工隣接護岸に沿う前面波高分布の測定には、護岸壁面における水位変動をコンバージョン・レンズ付きのシネ・カメラにより、毎秒 64 駒の速さで撮影した  $16\text{ mm}$  フィルムを用いた。

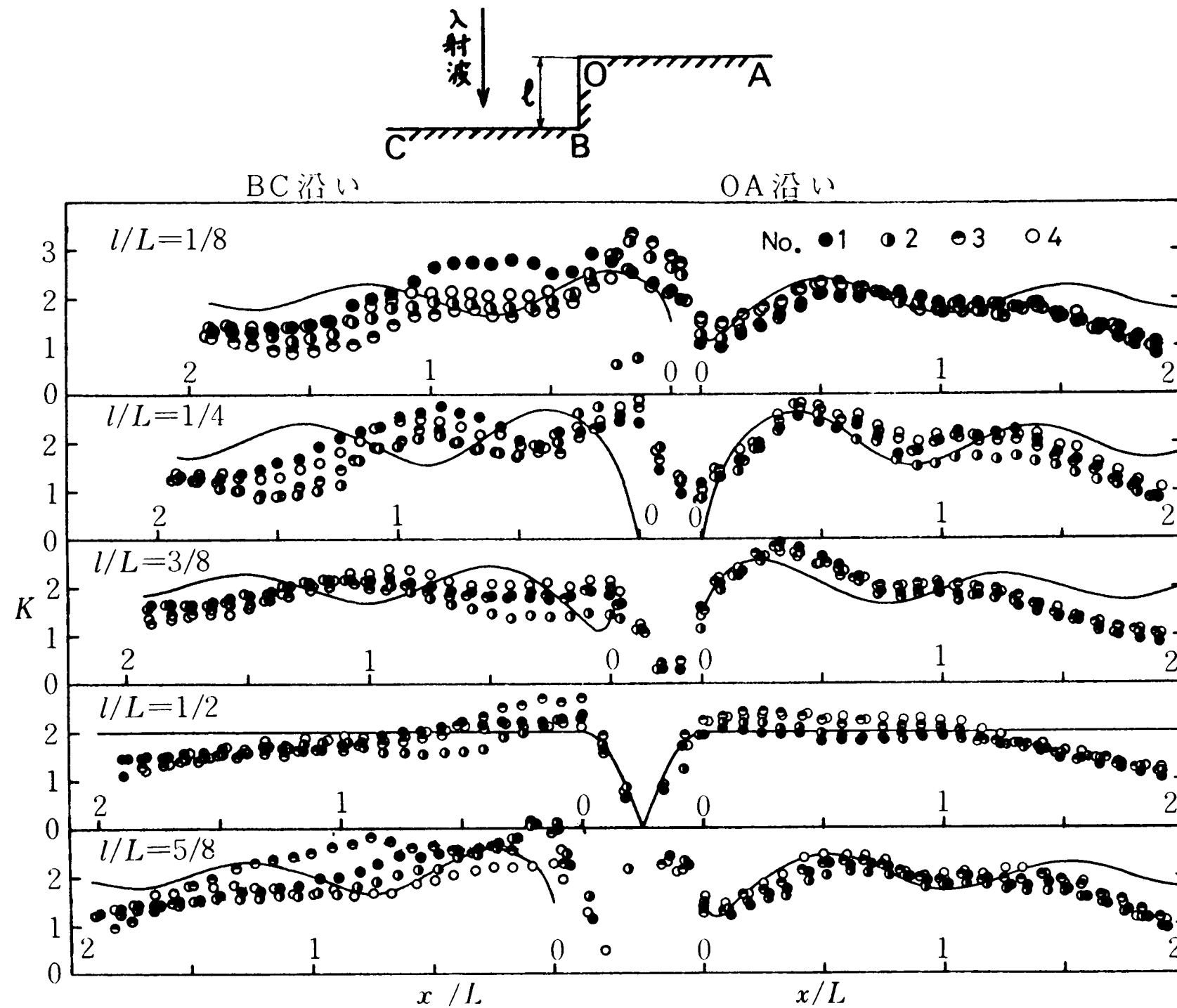
これらの実験結果は図－3.13 に示す。この図の右方に位置する  $K$  の値は小さくなる傾向にあるが、これは側壁に設置してある反射防止用の消波装置の影響によるものと思われ、実験の対象から除外されるべきものであろう。この実験に用いた消波工の断面形状は、 $H_c/H_0 \doteq 1$ ， $l_1/H_0 \doteq 1, 2, 3$  の 3 種類であるから、基礎実験結果から得た  $r' = 0.3$ ， $l_1/L = 0.05 \sim 0.130$  の値が適用できる。したがって、 $r' = 0.3$ ， $l_1/L = 0$  および  $r' = 0.3$ ， $l_1/L = 1/8$  に対する 2 つの計算曲線を図－3.8 からとり出し、この図にふたた



図一3.13 消波工隣接護岸の前面波高

び実線で併記する。これらの計算曲線と実験結果とを比較すると、極大前面波高の発生位置が大きく異なるのが認められる。この原因としては、消波工前面における部分重複波の節の位置のずれ  $l_1/L$  によって発生する散乱波が、計算曲線を算出するときに行った仮定通りにならなかったためと考えられる。

この点を確認するため、消波工のかわりに法線を段違い状にした場合の各法線における前面波高を実験および計算により求めた。これらの結果は図-3.14に示す。この段違い法線BCは消波工に隣接する護岸OAに対応し、段違い法線OAは消波工部分に対応するものであるから、消波工隣接護岸に対する(3.4.1)~(3.4.3)式中の消波工の反射率  $r'$  を1.0と置けば、図-3.14中に示す計算曲線が得られる。この実験は消波工隣接護岸に用いたのと同じ水槽において行ったもので、実験に用いた値は表-3.3に示す。図-3.14に見られるように、段違い法線の沖側の法線OAにおいては、前面波高の計算曲線と実験結果はほぼ一致しており、(3.4.1)~(3.4.3)式中の  $r'$  を1.0と置いた式は法線OAの前面波高を表わしていると言えよう。ところが、岸側の法線BCにおいては消波工隣接護岸と同様に、極大前面波高の発生位置がほぼ  $1/2$  波長ずれているのが認められる。このように沖側の法線OAでは計算曲線と実験値とは一致し、岸側の法線BCでは一致しない理由としてつぎのことが考えられる。すなわち、計算に用いた仮定では、散乱波はO点またはB点をそれぞれ点源とし、OAまたはBC方向にそれぞれ進行するとした。法線OAは沖側に出ているため、散乱波はOを点源としてOA方向に進行するというこの仮定をほぼ満足し、したがって法線OAの前面波高は計算曲線と一致するものと思われる。一方、法線BCは段違い状に岸側に後退しているため、実際にはOBを線源とする散乱波が発生してBC方向に進行するため、計算曲線と一致しないものと考えられる。



図一 3.14 段 違 い 法 線 の 前 面 波 高

表一 3. 3 段違い法線の実験に用いた値

$\alpha = 90^\circ$ , $h = 20 \text{ cm}$ , $l = 5 \text{ cm}$ , $T = 1.00 \text{ sec}$ , $L = 121.1 \text{ cm}$											
$l/L$		1/8		1/4		3/8		1/2		5/8	
波高計		右	左	右	左	右	左	右	左	右	左
H cm	実 1	5.19	6.19	5.09	5.91	5.07	6.03	5.15	5.93	5.05	6.04
	験 2	4.87	6.08	4.93	6.28	4.85	5.88	5.01	5.82	5.04	5.98
	番 3	4.45	5.64	4.52	5.32	4.60	5.28	4.60	5.37	4.72	5.47
	号 4	4.48	4.71	4.43	4.81	4.47	4.93	4.38	4.71	4.38	4.74

消波工隣接護岸OAにおいても上述の段違い法線BCにおけると同様に，消波工隣接地点を線源とする散乱波が発生していると考えられ，このためにOを点源とする散乱波を仮定した計算結果とよく一致しないのであろう。

### 3. 4. 3 計画前面波高

理論解析に用いた境界条件の仮定が適当でなかったため，前述のように，消波工隣接護岸の前面波高の実験結果と計算曲線とは，あまりよく一致しなかったのであるが，消波工隣接地点のように，境界条件が不明確な線源から発生する散乱波に起因する前面波高を理論的に求めるのは非常に困難である。ここでは，図一 3. 1 4 に示された実験結果に基づき，つぎの実験公式を提案する。すなわち，半島堤における近似式（3. 2. 17）式からもわかるように，隣接地点から十分離れた地点における散乱波の波高は，隣接点からの距離  $x$  の平方根に反比例すること，および，図一 3. 1 3 の実験結果では隣接護岸における第1次極大前面波高の平均値は  $K_1 \doteq 2.4$ ，その位置の平均値は  $x_1/L \doteq 0.9$  であることから，つぎに示す入射角  $\alpha$  に対する消波工隣接護岸

に沿う波の実験式が得られる。

$$f(x) = 2 \exp(ikx \cos \alpha) + 0.27 \exp\{-i(kx + 0.2\pi)\} / (\sqrt{x/L} \cos \frac{\alpha}{2}) \quad (3.4.4)$$

$\alpha = \pi/2$  の場合の実験結果を示す図-3.13に破線で併記した曲線は、この実験式により計算した結果である。この計算結果は、隣接地点近傍においては実験値とあまり良く一致していないが、つぎの計画前面波高を採用すれば、この不一致は許容できよう。

前述と同様にして、第1次極大前面波高の発生位置  $x_1$  は

$$x_1/L = 0.9 / (1 + \cos \alpha) \quad (3.4.5)$$

から求められ、この  $x_1/L$  の値を

$$K(x) = 2 + 0.27 / (\sqrt{x/L} \cos \frac{\alpha}{2}) \quad (3.4.6)$$

に代入して第1次極大前面波高  $K_1$  が得られる。半島堤の場合と同様に、この場合も入射角  $\alpha$  とは無関係に、 $\alpha = 0$  または  $\pi$  の場合を除いて、 $K_1 = 2.4025$  となる。したがって、消波工隣接地点から  $x_1$  までの区間に対する計画前面波高は  $K_1 = 2.4025$  とし、それより以遠の区間に対しては、(3.4.6)式で与えられる  $K(x)$  を計画前面波高とすればよいことになる。なお、(3.4.5)式によれば、 $\alpha$  が  $\pi$  に近い場合にこの  $K_1$  を採用すべき区間延長が長くなる。前述したように反射率が減少することを考慮すれば、大きい前面波高を生じる区間延長が長いのは  $\alpha \approx 3\pi/4$  の場合と考えられるのであるが、本節で述べたように、隣接地点を線源として散乱波が発生すると思われるので、 $\alpha$  が鋭角の場合にはとくに隣接地点近傍において(3.4.6)式による値よりも大きい前面波高が発生する可能性がある。したがって、このような消波工隣接護岸の模型実験を行うときには、 $\alpha \approx \pi/4$  および  $3\pi/4$  の入射

角の場合に生じる前面波高に注意する必要があるだろう。

本節では、のり面勾配  $1 : 1.5$ ，天端高  $H_c = H_0$ ，天端幅  $l = H_0, 2H_0, 3H_0$  の3種類の断面形状をもつ消波工に隣接する護岸における前面波高を模型実験により求めた。異型ブロックを被覆層とする消波工は現在もっともよく用いられており，また，このような断面形状をもつものが多いので，本節で得た上の実験式(3.4.5)および(3.4.6)式により与えられる計画前面波高を消波工に隣接する護岸に適用すれば，十分な対策をたてることができよう。

以上の他に，臨海埋立地護岸完成後にも考慮する必要があると思われる事項，および計画・設計の段階で重要と思われる事実が実験結果から見出されたので，これらを以下に示す。

- (a) 波の屈折によるほか，本研究の対象である法線形状に起因する散乱により，臨海埋立地護岸のある地点で非常に大きい波高が出現することがある。これを消波させるだけの目的でその地点付近に消波工を設置すれば，隣接護岸においてまた大きい波高が出現する可能性がある。
- (b) ある地点で護岸の断面形状を急変すると，たとえ直線状の法線であっても反射波の波高や位相が急変し，その結果，この地点付近で大きい前面波高が発生する。もし船舶が護岸前面に座礁すれば，そのときの法線形状はこのような状態になり，船首尾に隣接する護岸において大きい前面波高が発生することが予想される。

### 3.5 結 言

以上，建設中の埋立地において，しばしば見られる半島堤状護岸，狭い開口部をもつ防波堤状護岸，未施工区間を有する消波工護岸の前面波高をとりあげ，これが従来より計画・設計に用いられてきた値よりも大きいことを見出し，施工中たりといえども十分の対策を講じておく必要があることを強調した。ここでもう一度本章の成果をまとめると以下ようになる。

- (1) 半島堤状護岸においては，堤先端から

$$x_1 = L(3/8) / (1 + \cos \alpha)$$

の距離以内の護岸に対する計画前面波高は， $K_1 = 2.37$  の一定値とし， $x_1$  以遠の護岸に対する計画前面波高は

$$K(x) = 2 + 1 / \{ \sqrt{2} \pi \sqrt{x/L \cdot (1 + \cos \alpha)} \}$$

として，この半島堤状護岸を計画・設計すればよい。このように， $\alpha = 0$  および  $\pi$  の場合を除いて， $K_1$  は  $\alpha$  に無関係に  $2.37$  の一定値であり， $\alpha$  が  $\pi$  に近い場合にはこの区間延長が長くなるのであるが，実際には反射率が減少するので，大きい前面波高が長い区間にわたって発生するのは， $\alpha$  が  $\pi/2$  から  $3\pi/4$  までの場合と考えられる。

- (2) 半島堤状護岸における散乱波は，半島堤先端を点源として外方に発散する同心円弧状の波峯線をもつ波で，入射波の波長にほぼ等しい波長をもち，点源からの距離  $r$  の平方根にほぼ反比例する波高をもつ。散乱波の波高には， $kr$  の他に  $\theta$  および入射角  $\alpha$  が関係する。
- (3) 狭い開口部をもつ防波堤状護岸においては，開口部中心から



$$x_1 = L \{ 7/8 + 1 / ( 2\pi ) \cdot \tan^{-1} \{ ( \pi / 2 ) / ( \ln \frac{kB}{8} + r ) \} \} / ( 1 \pm \cos \alpha )$$

までの距離以内の護岸に対する計画前面波高は

$$K_1 = 2 + 2 \sqrt{ ( L / x_1 ) / [ \{ \ln ( kB / 8 ) + r \}^2 + ( \pi / 2 )^2 ] }$$

の一定値とし， $x_1$  以遠の護岸に対する計画前面波高は

$$K(x) = 2 + 2 \sqrt{ ( L / x ) / [ \{ \ln ( kB / 8 ) + r \}^2 + ( \pi / 2 )^2 ] }$$

として計画・設計すればよい。ただし，上式中の複号の＋は右岸側，－は左岸側の護岸に対するものである。なお，大きい前面波高を生じるのは，相対開口幅  $kB$  がほぼ 3 で，入射角  $\alpha$  が反射率の減少を考慮に入れ  $\pi/4$  から  $\pi/2$  までの場合における開口部右岸側護岸である。

- (4) 幅の狭い護岸開口部における散乱波は，開口部中心を点源として外方に発散する同心半円状の波峯線をもつ波で，入射波の波長に等しい波長をもち，点源からの距離  $r$  の平方根に反比例する波高をもつ。散乱波の波高には， $kr$  の他に  $kB$  のみに関係し， $\theta$  および  $\alpha$  は無関係である。

- (5) 消波工隣接護岸においては，隣接地点から

$$x_1 \doteq 0.9 L / ( 1 + \cos \alpha )$$

の距離以内の護岸に対する計画前面波高は  $K_1 = 2.4$  の一定値とし， $x_1$  以遠の護岸に対する計画前面波高は

$$K(x) \doteq 2 + 0.382 / \sqrt{ x / L \cdot ( 1 + \cos \alpha ) }$$

とすればよいであろう。ただし，この場合の計画前面波高を与える上式は実験式であって，よく用いられている断面形状の消波工に隣接する護岸に対し

て，平均的な値を与えるものと考えられる。したがって，特殊な消波ブロックや断面形状を用いる場合には，模型実験を行うことが望まれる。このときには，入射角 $\alpha$ が $\pi/2$  から  $3\pi/4$  まで，および約  $\pi/4$  の場合に発生する前面波高に注意する必要があるだろう。なお，この消波工隣接護岸に関連して，段違い状法線や断面形状が急変する護岸，および船舶が座礁した護岸においては極大前面波高が発生すること，ならびに，発生した極大前面波高を消波する目的で消波工を設置したため，新たに極大前面波高が発生する場合があることをつけ加えておく。

## 参 考 文 献

- 1) Sommerfeld, A. ; Mathematische Theorie der Diffraction , Mathematische Annalen , Bd . 47 , 1896 , pp . 317 ~ 374 .
- 2) Lamb , H ; Hydrodynamics , 6th edition , 1959 , pp . 538 ~ 541 .
- 3) Penney, W.G. and A.T. Price ; The diffraction theory of sea waves by breakwaters , and the shelter afforded by breakwaters , Phil . Trans . , Roy . Soc . ( London ) , ser . A . 244 , 1952 , pp . 236 ~ 256 .

- 4) Putnam, J.A. and R.S. Arthur ; Diffraction of water waves by breakwater, Trans. AGU., 29 ( 4 ) , 1948 , pp. 481 ~ 490 .
- 5) Blue, F.L. and J.W. Johnson ; Diffraction of water waves passing through a breakwater gap , Trans. AGU. , 30 ( 5 ) , 1949 , pp. 705 ~ 718 .
- 6) Johnson, J.W. ; Engineering aspects of diffraction and wave refraction, Proc. ASCE. , 118 , 1953 , pp. 617 ~ 648 .
- 7) 田中清 ; 防波堤の水理 , 水工学の最近の進歩 , 土木学会 , 1953 , pp. 99 ~ 116 .
- 8) 林桂一 , 森口繁一 ; 高等函数表 , 第2版 , 岩波書店 , 1967 , pp. 265 ~ 269 .
- 9) 前出の4)に同じ。
- 10) 前出の3)に同じ。
- 11) 前出の5)に同じ。
- 12) 前出の6)に同じ。
- 13) Carr, J.H. and M.E. Stelzriede ; Diffraction of water waves by breakwater , U.S. National Bureau

of Standards , Circular No . 521 , 1952 , pp . 109 ~ 125 .

14) Morse , P.M. and P.J. Rubenstein ; The diffraction of waves by ribbons and slits . Physical Rev . , 54 , 1938 , pp . 895 ~ 898 .

15) Momoi , T . ; A long wave around a breakwater ( case of perpendicular incidence ) ( Ⅲ ) , Bull . of the Earthquake Research Institute , vol . 46 , 1968 , pp . 125 ~ 135 .

16) 前出の 2) に同じ。

17) Healy , J.J . ; Wave damping effect of beaches , Proc . Minnesota Internat . Hyd . Convention , I.A.H.R . , 1953 , pp . 213 ~ 220 .

18) Greslou , L . et Y . Mahe ; Etude du coefficient de reflexion d'une houle sur un obstacle constitue par un plane incline , Proc . 5th Conf . on Coastal Eng . , 1955 , pp . 68 ~ 84 .

## 第4章 屈折した法線形状をもつ 護岸の前面波高

### 4.1 緒言

東京湾，伊勢湾，大阪湾および瀬戸内海などに立地する臨海埋立地を航空写真などで見てもわかるように，これらを取り囲む護岸は複雑に屈折した法線形状をもっているのであるが，詳細に観察すると，いろいろな交角をもつ隅角状の法線が組み合った形状である場合が多い。このように複雑に屈折した法線形状をもつ農業用干拓堤防や港湾施設が，伊勢湾台風や第2室戸台風の来襲により，隅角地点付近で破壊された例が多いことを第1章で述べたが，現在も盛んに造成されている臨海工業地においても，ふたたび同様な災害が起こる可能性があることは，容易に推量できよう。しかしながら，このような護岸の設計基礎となる波のうちあげ高，越波量および波圧は，現在においても不明確なようである。

本章では，上述のように複雑に屈折した法線をもつ護岸の基本形状である単純隅角および複合隅角に対する前面波高をとりあげて，これらの性質を明らかにする。第2章に述べたように，前面波高がわかれば，これらの護岸に作用する波のうちあげ高，越波量および波圧をある程度推算することが可能であり，また，これらを検討するためにしばしば行われる平面水槽による模型実験においても，実験技術および精度を向上させることができよう。

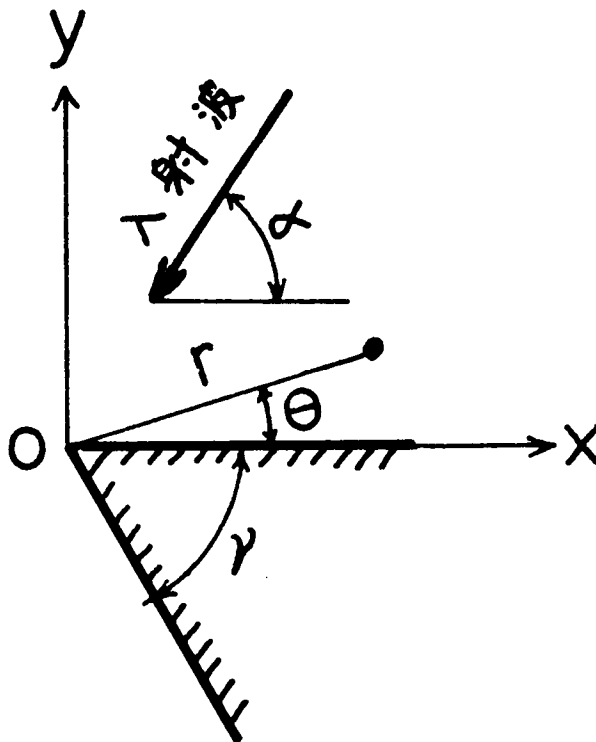
本章においても，前章と同様な仮定を用いて理論解を導き，この数値計算結果と平面水槽による模型実験結果とを比較する。その後，この理論解から得られる近似解に基づいて，簡単な数式で表示した計画前面波高の算定式を提案する。なお，単純隅角周辺の散乱波の性質も前章と同様に示すが，こ

れは複雑に屈折した法線をもつ護岸の前面波高算定の基礎となり，また，模型実験技術および精度の向上に役立つものである。

## 4.2 単純隅角の法線形状をもつ護岸の前面波高

### 4.2.1 理論とその考察

図－4.1に示すように，隅角右岸側の法線上に $x$ 軸をとり，Stoker<sup>1)</sup>



図－4.1 単純隅角の座標

が半島堤の場合について解き，Sommerfeld の解に一致することを証明したのと同じ方法を用いて，各種の交角 $\gamma$ をもつ単純隅角付近の波の解を以下に求める。

いま  $\nu = \pi/2$  , すなわち凸  $90^\circ$  隅角であるものとする。相対距離  $kr$  を  $\rho$  と置くと, Helmholtz の式は

$$\Delta f + f = 0 \quad (4.2.1)$$

となる。ここに  $\Delta$  は  $\rho, \theta$  を変数とする Laplacian であり, この式の成立する範囲は,  $0 \leq \rho < \infty$ ,  $0 \leq \theta \leq 3\pi/2$  である。つぎに, 解  $f$  をつぎのように幾何光学的項  $g$  と散乱項  $x$  とに分解する。

$$f(\rho, \theta) = g(\rho, \theta) + x(\rho, \theta) \quad (4.2.2)$$

ここに,  $0 < \alpha < \pi/2$  のとき

$$g(\rho, \theta) = \begin{cases} \exp\{i\rho \cos(\theta - \alpha)\} + \\ \exp\{i\rho \cos(\theta + \alpha)\}, & 0 \leq \theta < \pi - \alpha \\ \exp\{i\rho \cos(\theta - \alpha)\}, & \pi - \alpha < \theta < \pi + \alpha \\ 0, & \pi + \alpha < \theta \leq 3\pi/2 \end{cases} \quad (4.2.3)$$

であり,  $\pi/2 < \alpha \leq 3\pi/4$  のとき

$$g(\rho, \theta) = \begin{cases} \exp\{i\rho \cos(\theta - \alpha)\} + \\ \exp\{i\rho \cos(\theta + \alpha)\}, & 0 \leq \theta < \pi - \alpha \\ \exp\{i\rho \cos(\theta - \alpha)\}, & \pi - \alpha < \theta < 2\pi - \alpha \\ \exp\{i\rho \cos(\theta - \alpha)\} + \\ \exp\{-i\rho \cos(\theta + \alpha)\}, & 2\pi - \alpha < \theta \leq 3\pi/2 \end{cases} \quad (4.2.4)$$

である。この凸  $90^\circ$  隅角は  $\theta = 3\pi/4$  について軸対称であるので,

$3\pi/4 < \alpha < 3\pi/2$  の入射角の場合は省略する。

境界条件は, 隅角の法線, すなわち  $\theta = 0$  および  $\theta = 3\pi/2$  において

$$\partial f / \partial \theta = 0 \quad (4.2.5)$$

であることである。

また、水域内、すなわち  $0 < \theta \leq 3\pi/2$  のすべての  $\theta$  において、次式に示す放射条件が満足されねばならない。

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \sqrt{\rho} (\partial \chi / \partial \rho + i\chi) = 0 \quad (4.2.6)$$

なお、この放射条件は、無限遠方において無限遠方向へ進行発散する平面波を表わすもので、この基本解は外方へ発散する円筒波、またはこれと三角関数との積となる。

以上に基本式、境界条件および放射条件を示したが、以下においてはこれらの式に基づいて、 $f$  を  $\theta$  について Fourier 展開し、その係数を放射条件により決定して解を導く。すなわち、 $f$  は境界条件および放射条件により、つぎの形で示することができる。

$$f(\rho, \theta) = \sum c_n J_{2/3 \cdot n}(\rho) \cdot \cos \frac{2}{3} n\theta \quad (4.2.7)$$

ここに、 $c_n$  は複素数よりなる係数であり、 $J$  は Bessel 関数である。

$g(\rho, \theta)$  についての Fourier 係数  $I_n$  はつぎの積分の形

$$I_n = \int_0^{5/2 \cdot \pi} \exp \{ \pm i\rho \cos(\theta \pm \alpha) \} \cdot \cos \frac{2}{3} n\theta \cdot d\theta$$

で与えられる。いま、

$$\bar{f}(\rho, n) = \int_0^{5/2 \cdot \pi} f(\rho, \theta) \cdot \cos \frac{2}{3} n\theta \cdot d\theta \quad (4.2.8)$$

とおくと、

$$\partial^2 \bar{f} / \partial \theta^2 = - (4/9) n^2 \bar{f}$$

であるから、この関係を用いて (4.2.1) 式を変換し、つぎの式が得られる。



$$\rho^2 \cdot \partial^2 \bar{f} / \partial \rho^2 + \rho \cdot \partial \bar{f} / \partial \rho + (\rho^2 - 4/9 \cdot n^2) \bar{f} = 0 \quad (4.2.9)$$

この式の解は

$$\bar{f}(\rho, n) = a_n J_{2/3 \cdot n}(\rho) \quad (4.2.10)$$

である。ここに、 $a_n$  は未定係数である。

$g$  についても  $f$  と同様に

$$\bar{g}(\rho, n) = \int_0^{5/2 \cdot \pi} g(\rho, \theta) \cdot \cos \frac{2}{3} n \theta \cdot d\theta$$

とおき、(4.2.10) および (4.2.2) 式を用いれば、散乱項  $\chi$  の変換式がつぎのように求まる。

$$\bar{\chi}(\rho, n) = \bar{f} - \bar{g} = a_n J_{2/3 \cdot n}(\rho) - \int_0^{5/2 \cdot \pi} g(\rho, \theta) \cdot \cos \frac{2}{3} n \theta \cdot d\theta \quad (4.2.11)$$

したがって、この  $\bar{\chi}$  を放射条件 (4.2.6) 式の変換式である

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \sqrt{\rho} (\partial \bar{\chi} / \partial \rho + i \bar{\chi}) = 0$$

に代入すれば、 $\rho \rightarrow \infty$  において成立すべきである次式が得られる。

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \sqrt{\rho} (\partial / \partial \rho + i) \{ a_n J_{2/3 \cdot n}(\rho) - \int_0^{5/2 \cdot \pi} g(\rho, \theta) \cdot \cos \frac{2}{3} n \theta \cdot d\theta \} = 0 \quad (4.2.12)$$

左辺第1項の Bessel 関数の  $\rho \rightarrow \infty$  における漸近展開は

$$J_{2/3 \cdot n}(\rho) \div \sqrt{2/(\pi \rho)} \cos(\rho - \pi/4 - n\pi/3)$$

であり、 $\rho$  について微分可能であるから、(4.2.12) 式の左辺第1項は

$$(\partial/\partial\rho + i) J_{2n/3}(\rho) \doteq \sqrt{2/(\pi\rho)} \exp\{i\rho + \pi/4 - n\pi/3\} \quad (4.2.13)$$

となる。

(4.2.12) 式の左辺第2項の  $\rho \rightarrow \infty$  における漸近展開には，後述の鞍部点法の特別な場合であるつぎの式<sup>1)</sup>を利用する。

$$\int_a^b \Psi(\theta) \cdot \exp\{i\rho\varphi(\theta)\} \cdot d\theta \doteq \sqrt{2\pi/\{\rho|\varphi''(\alpha_0)|\}} \cdot \Psi(\alpha_0) \cdot \exp[i\{\rho\varphi(\alpha_0) \pm \pi/4\}] \quad (4.2.14)$$

ここに， $a$  および  $b$  は実数で，複号は  $\varphi''(\alpha_0)$  の正負にしたがう。 $\alpha_0$  は  $a < \theta < b$  において， $\varphi'(\theta)$  を 0 ならしめる  $\theta$  の値をとる。

(4.2.3) および (4.2.4) 式に示す  $g$  の中から， $\theta = \alpha$  の場合に  $\varphi'(\theta) = 0$  となるものをとり出し，上式により漸近展開すると次式のようになる。

$$\begin{aligned} & \sqrt{\rho} (\partial/\partial\rho + i) \int_0^{5/2 \cdot \pi} g(\rho, \theta) \cdot \cos \frac{2}{3} n\theta \cdot d\theta \doteq \\ & 2\sqrt{2\pi} \cos \frac{2}{3} n\alpha \cdot \exp\{i(\rho + \pi/4)\} \end{aligned} \quad (4.2.15)$$

$\varphi'(\theta) = 0$  となる  $\theta = \alpha$  以外の  $\theta$  についても同様にして， $\rho \rightarrow \infty$  における漸近展開を行うと，すべて 0 になり消失する。

以上に求めた漸近展開式 (4.2.13) および (4.2.15) 式を (4.2.12) 式に代入すれば

$$\begin{aligned} & a_n \sqrt{2/\pi} \exp\{i(\rho + \pi/4 - n\pi/3)\} - \\ & 2\sqrt{2\pi} \cos \frac{2}{3} n\alpha \cdot \exp\{i(\rho + \pi/4)\} = 0 \end{aligned}$$

となり，したがって未定係数  $a_n$  をつぎのように決定できる。

$$a_n = 2\pi \cos \frac{2}{3}n\alpha \cdot \exp(i n\pi/3) \quad (4.2.16)$$

これを (4.2.10) 式に代入すれば，つぎのように  $\bar{f}$  が求まる。

$$\bar{f}(\rho, n) = 2\pi \cos \frac{2}{3}n\alpha \cdot \exp(i n\pi/3) \cdot J_{2/3, n}(\rho)$$

一方， $f(\rho, \theta)$  の Fourier 級数表示は

$$f(\rho, \theta) = \frac{2}{3\pi} \bar{f}(\rho, \theta) + \frac{4}{3\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{f}(\rho, n) \cdot \cos \frac{2}{3}n\theta$$

であるから，したがって求める解はつぎの式で示される。

$$f(\rho, \theta) = \frac{4}{3} J_0(\rho) + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i n\pi/3) \cdot$$

$$J_{2/3, n}(\rho) \cdot \cos \frac{2}{3}n\alpha \cdot \cos \frac{2}{3}n\theta, \quad 0 < \alpha < \frac{3}{2}\pi \quad (4.2.17)$$

なお，右岸側または左岸側の法線に沿って波が入射する場合，すなわち  $\alpha = 0$  または  $\alpha = 3\pi/2$  の場合には，(4.2.14) 式左辺の積分の上限値または下限値が  $\alpha$  となり，その結果，積分値は (4.2.14) 式の値の  $1/2$  となる。したがって， $a_n$  の値も (4.2.16) 式の値の  $1/2$  になり，結局 (4.2.17) 式の右辺に係数  $1/2$  を乗じた形である次式が解となる。

$$f(\rho, \theta) = \frac{2}{3} J_0(\rho) + \frac{4}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i n\pi/3) \cdot$$

$$J_{2/3, n}(\rho) \cdot \cos \frac{2}{3}n\alpha \cdot \cos \frac{2}{3}n\theta, \quad \alpha = 0, 3\pi/2 \quad (4.2.18)$$

以上に述べた凸  $90^\circ$  隅角の場合と同様にして，各種の交角  $\nu$  をもつ単純隅角付近の波の解を求めた結果をまとめて表 - 4.1 に示す。なお，この表中に示す半島堤に対する解は Stoker が求めたものである。右岸または左岸法

表— 4. 1 単純隅角付近の波の解

形 状	解	特 別 解
半島堤 	$J_0(\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{4}) J_{n/2}(\rho) \cdot \cos \frac{n\alpha}{2} \cdot \cos \frac{n\theta}{2}$	$\alpha = 0, 2\pi$ $\frac{1}{2} J_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{4}) J_{n/2} \cos \frac{n\alpha}{2} \cos \frac{n\theta}{2}$ $\alpha = \pi \quad \exp(-i\rho \cos \theta)$
凹 90° 	$\frac{4}{5} J_0(\rho) + \frac{12}{5} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{5n\pi}{10}) J_{5n/10}(\rho) \cdot \cos \frac{5n\alpha}{5} \cdot \cos \frac{5n\theta}{5}$	$\alpha = 0, 2\pi/3$ $\frac{4}{5} J_0 + \frac{6}{5} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{5n\pi}{10}) J_{5n/10} \cos \frac{5n\alpha}{5} \cos \frac{5n\theta}{5}$
凹 90° 	$\frac{4}{5} J_0(\rho) + \frac{8}{5} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{5}) J_{2n/5}(\rho) \cdot \cos \frac{2n\alpha}{5} \cdot \cos \frac{2n\theta}{5}$	$\alpha = 0, 2\pi/2$ $\frac{2}{5} J_0 + \frac{4}{5} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{5}) J_{2n/5} \cos \frac{2n\alpha}{5} \cos \frac{2n\theta}{5}$
凹 120° 	$\frac{5}{2} J_0(\rho) + \frac{5}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{5n\pi}{8}) J_{5n/8}(\rho) \cdot \cos \frac{5n\alpha}{4} \cdot \cos \frac{5n\theta}{4}$	$\alpha = 0, 4\pi/3$ $\frac{5}{4} J_0 + \frac{5}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{5n\pi}{8}) J_{5n/8} \cos \frac{5n\alpha}{4} \cos \frac{5n\theta}{4}$
凹 120° 	$\frac{5}{2} J_0(\rho) + \frac{5}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{5n\pi}{4}) J_{5n/4}(\rho) \cdot \cos \frac{5n\alpha}{2} \cdot \cos \frac{5n\theta}{2}$	$\alpha = 0, 2\pi/3$ $\frac{5}{2} J_0 + \frac{5}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{5n\pi}{4}) J_{5n/4} \cos \frac{5n\alpha}{2} \cos \frac{5n\theta}{2}$ $\alpha = \pi/3$ $\exp[i\rho \cos(\theta - 2\pi/3)] + \exp[i\rho \cos \theta]$ $\exp[i\rho \cos(\theta + \pi/3)]$
凹 90° 	$4J_0(\rho) + 8 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(in\pi) J_{2n}(\rho) \cdot \cos n\alpha \cdot \cos 2n\theta$ $\exp[i\rho \cos(\theta + \alpha)] + \exp[i\rho \cos(\theta - \alpha)]$ $+ \exp[i\rho \cos(\theta + \alpha)] + \exp[i\rho \cos(\theta - \alpha)]$	$\alpha = 0, 2\pi/2$ $\exp[i\rho \cos \theta] + \exp[i\rho \cos \theta]$ $\exp[i\rho \cos(\theta + \pi/2)] + \exp[i\rho \cos(\theta - \pi/2)]$
凹 60° 	$6J_0(\rho) + 12 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{3n\pi}{2}) J_{3n/2}(\rho) \cdot \cos 3n\alpha \cdot \cos 3n\theta$ $\exp[i\rho \cos(\theta + \alpha)] + \exp[i\rho \cos(\theta - \alpha)]$ $+ \exp[i\rho \cos(\theta + \alpha - \pi/3)] + \exp[i\rho \cos(\theta - \alpha - \pi/3)]$ $+ \exp[i\rho \cos(\theta + \alpha - \pi/3)] + \exp[i\rho \cos(\theta - \alpha - \pi/3)]$	$\alpha = 0, \pi/3$ $\exp[i\rho \cos \theta] + \exp[i\rho \cos(\theta + \pi/3)]$ $+ \exp[i\rho \cos(\theta - \pi/3)]$ $\exp[i\rho \cos(\theta + \pi/3)] + \exp[i\rho \cos(\theta - \pi/3)]$ $+ \exp[i\rho \cos \theta]$

線に沿って波が入射する場合の解は、特別解として右欄に示すが、これらはすべて(4.2.18)式と同様に、係数1/2を乗じた形になっている。また

$$\exp(i\rho \cos \beta) = J_0(\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(\rho) \cdot \cos n\beta \quad (4.2.19)$$

の関係を用いると、半島堤においては $\alpha = \pi$ の場合、凹120°隅角においては $\alpha = \pi/3$ の場合に散乱項は消失し、幾何光学的項のみとなる。凹90°

隅角および円 60° 隅角においては，直線状法線における場合と同様に，いかなる  $\alpha$  の場合にも散乱項は存在せず，幾何光学的項のみとなっている。これら以外の凸隅角においては，いかなる  $\alpha$  の場合にも散乱項は存在する。

表 - 4.1 に示す解を用いて単純隅角の前面波高  $K$  を計算するには，対応する  $\rho$  および  $\theta$  の値を代入して絶対値をとればよい。散乱項がない場合には三角関数のみとなって数値計算は簡単になるのであるが，散乱項が存在する場合には  $J$  関数を合計することになり，非常な労力と時間とを必要とする。本研究では  $J$  関数をつぎの近似式<sup>2)</sup>により求める。すなわち，

$$J_{\nu+m}(\rho), \quad 0 < \rho < 100, \quad 0 \leq \nu < 1$$

において， $0 < \rho < 10$  のとき  $m = 2\rho + 10$  以下， $10 < \rho < 100$  のとき  $m = \rho + 25$  以下であるとするとき，

$$J_{\nu}(\rho) = \frac{(\rho/2)^{\nu}}{\Gamma(\nu+1)} \cdot \frac{C_0^* G_0^*}{k^*} \quad (4.2.20)$$

$$J_{\nu+m}(\rho) = \frac{(\rho/2)^{\nu}}{\Gamma(\nu+1)} \cdot \frac{C_0^* G_m^*}{k^*} \quad (4.2.21)$$

の関係を用いる。ここに，

$$G_{m-1}^*(\rho) = \frac{2(\nu+m)}{\rho} G_m^*(\rho) - G_{m+1}^*(\rho),$$

$$G_{m+1}^*(\rho) = 0, \quad G_m^*(\rho) = a,$$

$$C^*(m/2) = \nu + 2,$$

$$C_{m-1}^* = \frac{m(\nu+2m-2)}{(\nu+m-1)(\nu+2m)} C_m^*,$$

$$k^* = \sum_{m=0}^{\lfloor m/2 \rfloor} C_m^* G_{2m}^*,$$

$a$  は計算機がもつことのできる最小の数値である。この式による  $J_n$  の計算結果と数表<sup>5)</sup>とを比較したのであるが、小数点以下 7 桁までの数値は完全に一致した。

散乱項が存在する凸  $60^\circ$ 、凸  $90^\circ$ 、凸  $120^\circ$ 、凹  $120^\circ$  隅角について、代表的な入射角  $\alpha$  に対する右岸および左岸法線の前面波高を、徳島大学電子計算機センターの TOSBAC 3400 により数値計算した。その結果を、それぞれ図 - 4.2 ~ 4.5 に示す。これらの前面波高の計算曲線から、つぎの事実が明らかとなる。

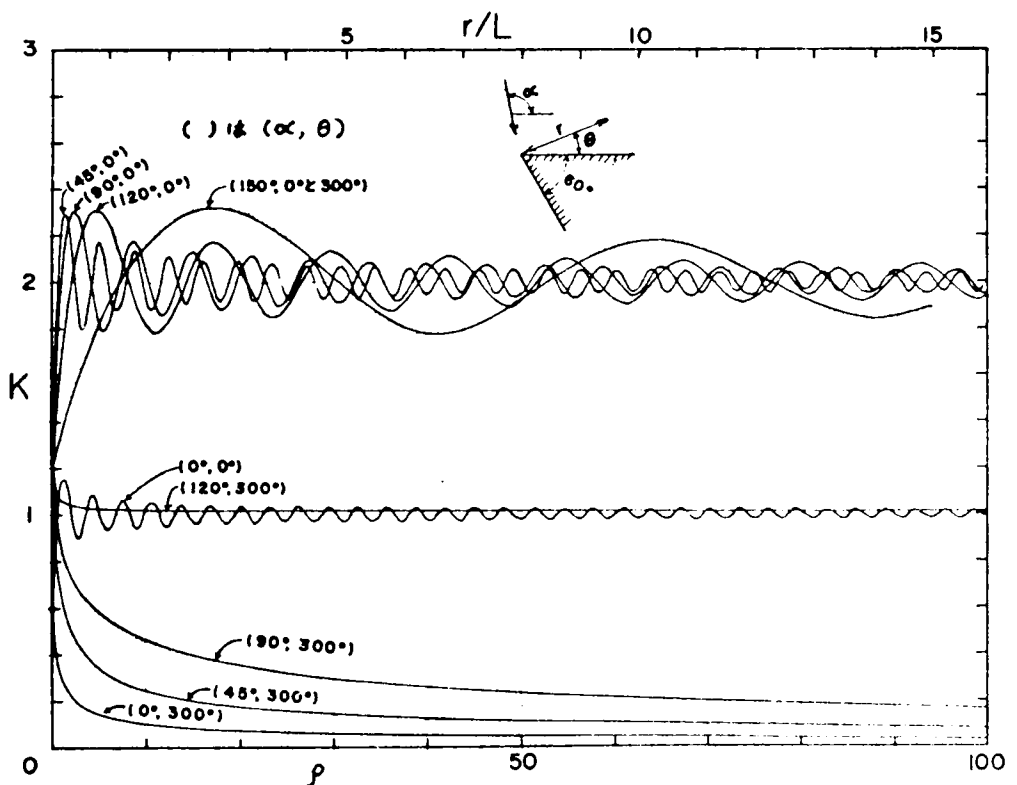
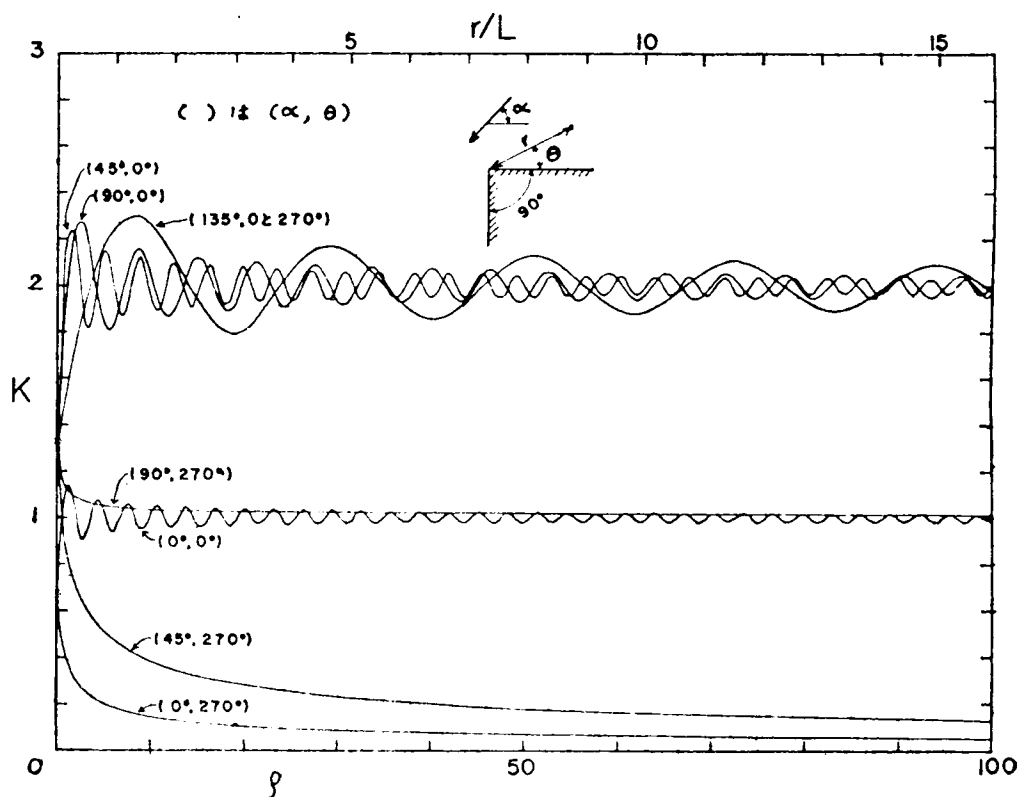


図 - 4.2 凸  $60^\circ$  隅角の前面波高

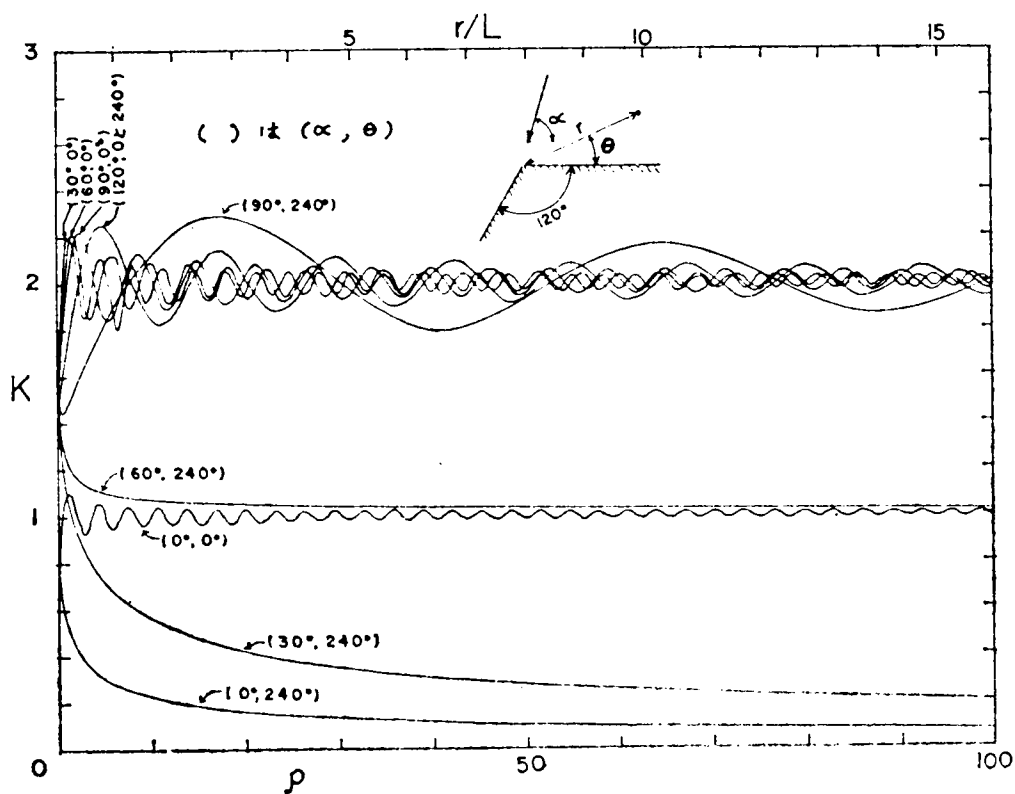
- (1) 凸隅角および凹隅角における前面波高は非常に異なっているが、 $J_0(0) = 1$ であるので、隅角点における前面波高は共通して、各解の初項 $J_0$ にかかる係数に等しい $K$ となる。すなわち、 $\alpha \neq 0$ の場合、凸 $60^\circ$ 、凸 $90^\circ$ 、凸 $120^\circ$ 、凹 $120^\circ$ の隅角点における前面波高 $K$ の値は、それぞれ $6/5$ 、 $4/3$ 、 $3/2$ 、 $3$ となる。
- (2) 計画・設計に重要な凸隅角の反射領域に位置する法線においては、隅角点に近い位置で最大の第1次極大前面波高を生じ、隅角点から離れるにつれ交互に極小・極大前面波高を生じて $K = 2$ に収束する傾向を示す。隅角



図一4.3 凸 $90^\circ$ 隅角の前面波高

の交角 $\nu$ が小さいほどこの第1次極大前面波高 $K_1$ の値は大きくなる。また、入射角 $\alpha$ が鈍角になるほど $K_1$ およびその相対位置 $\rho_1$ は大きくなり、 $K=2$ に収束するのが遅くなる傾向を示す。

- (3) 凸隅角の回折領域に位置する法線の前面波高は、隅角点から離れるにつれて、単調に $K=0$ に収束する傾向を示す。交角 $\nu$ を一定とすれば、 $\alpha$ が大きくなるにつれ $K=0$ に収束するのが遅くなり、また、 $\alpha$ を一定とすれば、 $\nu$ が大きくなるにつれて $K=0$ に収束するのが遅くなる。
- (4) 凸隅角の入射領域に位置する法線の前面波高は、入射波と散乱波の進行



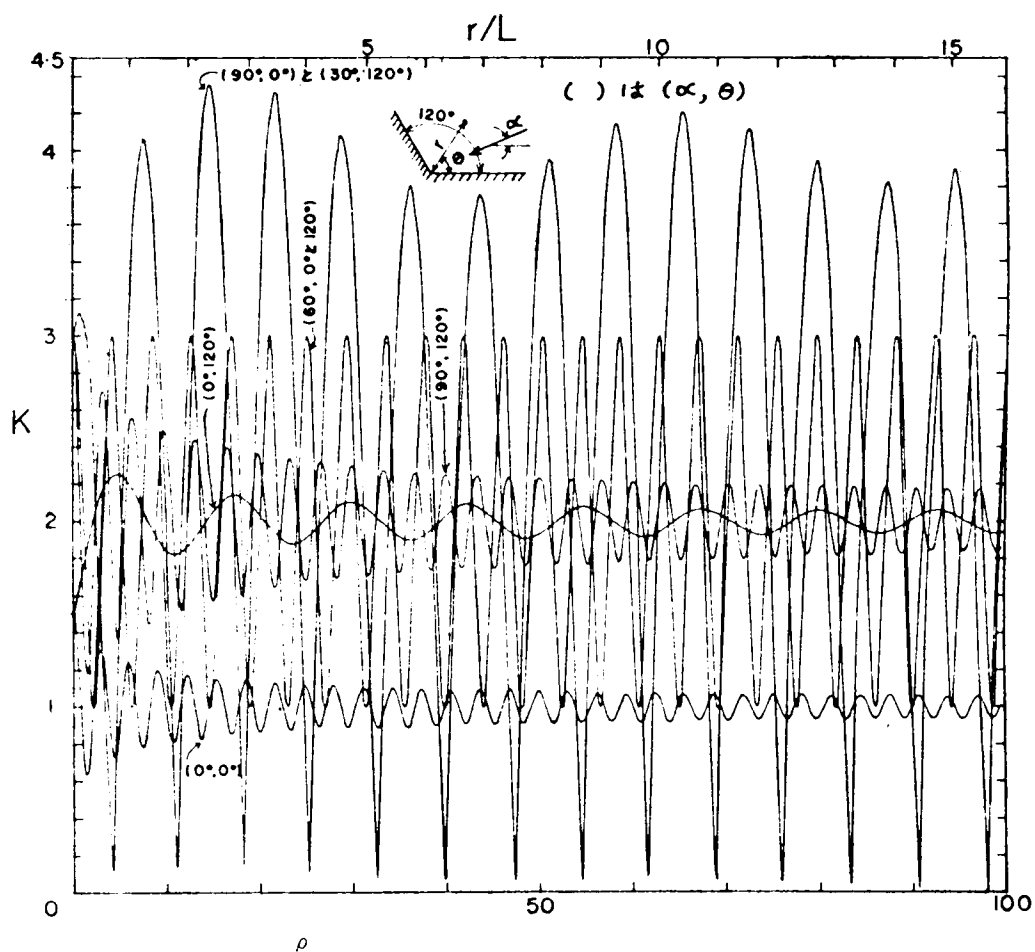
図—4.4 凸120°隅角の前面波高



方向が一致する場合には，隅角点から離れるにつれ単調に減少して  $K = 1$  に収束し，進行方向が反対の場合には，反射領域の場合と同様に極大極小波高を生じ， $K = 1$  に収束する。

(5) 凹  $120^\circ$  隅角において  $\alpha = \pi/3$  のとき，第1次極大前面波高は隅角点に発生し，散乱波が存在しないために，両法線における極大前面波高はこの値と等しい一定値となる。

(6) 凹  $120^\circ$  隅角において  $\alpha = \pi/6$  のとき， $\theta = 2\pi/3$  に位置する法線の



図一4.5 凹  $120^\circ$  隅角の前面波高

前面波高は，第 3 次極大前面波高が最大の値となり， $\theta = 0$  に位置する法線の前面波高は，隅角点から離れるにつれて極大前面波高の値を減少し， $K = 2$  に収束する傾向を示す。

以上，顕著な事実を定性的に述べたが，後節の近似解においてさらに詳細に論議する。

#### 4. 2. 2 前面波高に関する実験

各種の交角をもつ単純隅角状護岸の前面波高の性質を実験的に検討するために，前章の図 3. 1 2 に示した平面水槽において模型実験を行い，つぎの図に示す結果を得た。実験に使用した単純隅角の形状，水深  $h$ ，入射角  $\alpha$ ，波高  $H$ ，周期  $T$  は表 - 4. 2 に示す。図 - 4. 6 は凸  $60^\circ$  単純隅角に， $\alpha = 5\pi/6$

表 - 4. 2 単純隅角の実験に用いた値

形 状 (鉛直壁)	$\alpha$	$h$ (cm)	$T$ (sec)	$H$ (cm)	
				左	右
凸 $60^\circ$	$5\pi/6$	30	0.9	2.11	1.77
凸 $90^\circ$	0	20	0.8	4.06	
"	$\pi/4$	"	0.8	4.52	-
"	$\pi/2$	"	1.0	3.47	3.33
"	$3\pi/4$	30	"	2.96	2.83
凸 $120^\circ$	$2\pi/3$	"	"	3.32	2.91
凹 $120^\circ$	0	20	"	2.91	3.19
"	$\pi/3$	30	"	2.43	2.58
"	$\pi/2$	20	"	3.36	3.04
凹 $90^\circ$	$\pi/4$	30	"	2.51	2.73
凹 $60^\circ$	$\pi/6$	"	"	3.37	2.39

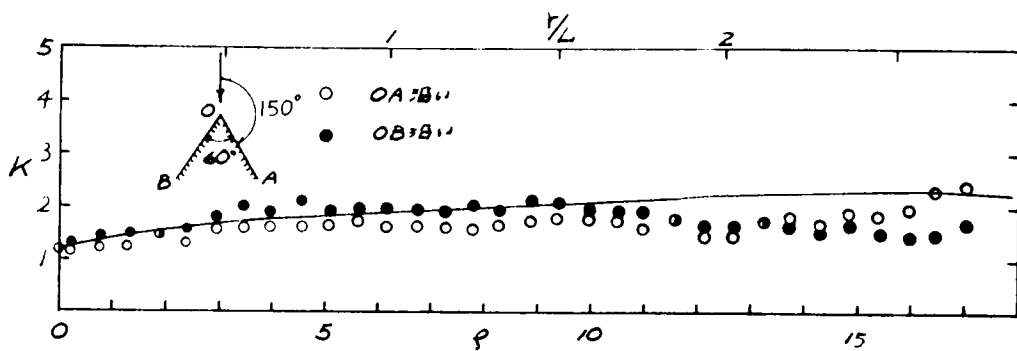


図-4.6 凸60°隅角に対する実験結果

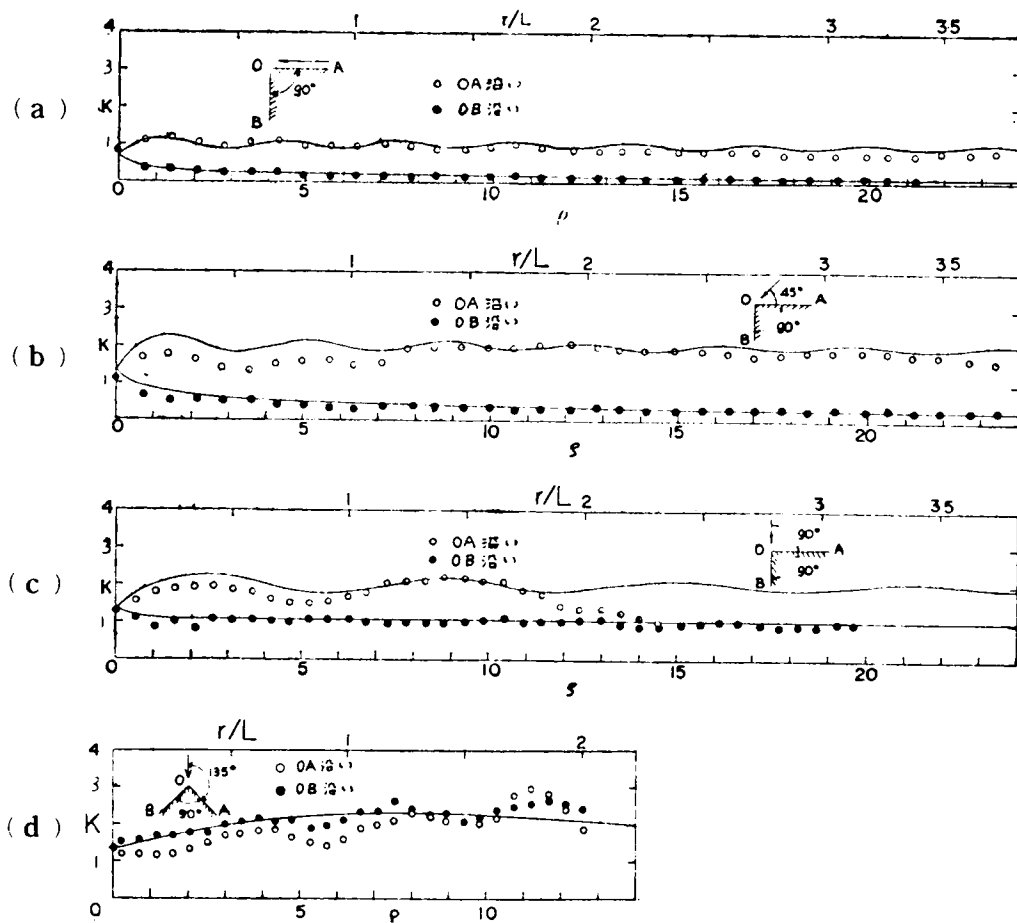


図-4.7 凸90°隅角に対する実験結果

の角度で波が入射した場合に反射領域に位置するOA, OB 両法線の前面波高を示すものである。図-4.7(a)は, 凸 $90^\circ$  単純隅角に $\alpha = 0$ の角度で波が入射した場合に入射領域に位置する法線OA, および回折領域に位置する法線OBの前面波高, 図-4.7(b)は,  $\alpha = \pi/4$ の場合に反射領域に位置する法線OA, および回折領域に位置する法線OBの前面波高を示す。 $\alpha = \pi/2$ の場合には, 法線OAは反射領域に位置し, 法線OBは入射領域に位置し,  $\alpha = 3\pi/4$ の場合には, OA, OB両法線とも反射領域に位置する。それぞれの入射角の場合における法線OA, OBの前面波高は図-4.7(c)および(d)に示す。図-4.8は, 凸 $120^\circ$ 単純隅角に $\alpha = 2\pi/3$ の角度で波が入射した場合に反射領域に位置するOA, OB 両法線の前面波高を示すものである。

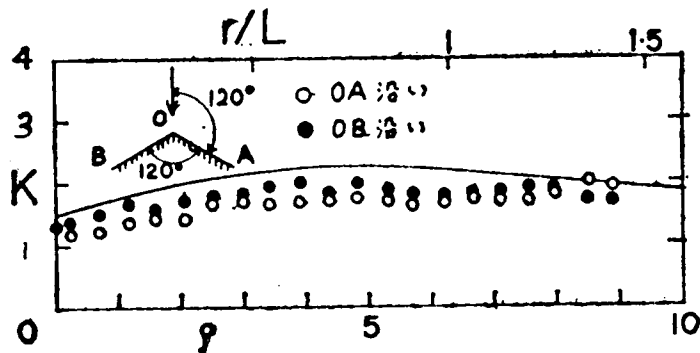


図-4.8 凸 $120^\circ$ 隅角に対する実験結果

以上の凸単純隅角における実験結果を示した図-4.6~4.8に共通することは, つぎの通りである。

- (1) 反射領域に位置する法線においては, 隅角点から少し離れた地点に第1次極大前面波高を生じ, 続いて極小・極大前面波高が交互に現われ, 隅角点から離れるにしたがって重複波の波高 $K = 2$ に収束する傾向を示す。
- (2) 入射領域に位置する法線においては, 隅角点における波高が最も大きく, 隅角点から離れるにしたがって前面波高は単調に減少し, 進行波の波高

$K = 1$ に収束する傾向を示す。

- (3) 回折領域に位置する法線においては，隅角点における波高が最も大きく，隅角点から離れるにしたがって前面波高は単調に減少し，0に収束する傾向を示す。

図-4.9(a)は凹 $120^\circ$ 単純隅角に， $\alpha = 0$ の角度で波が入射した場合に，入射領域に位置する法線OA，および反射領域に位置する法線OBの前面波高を示す。

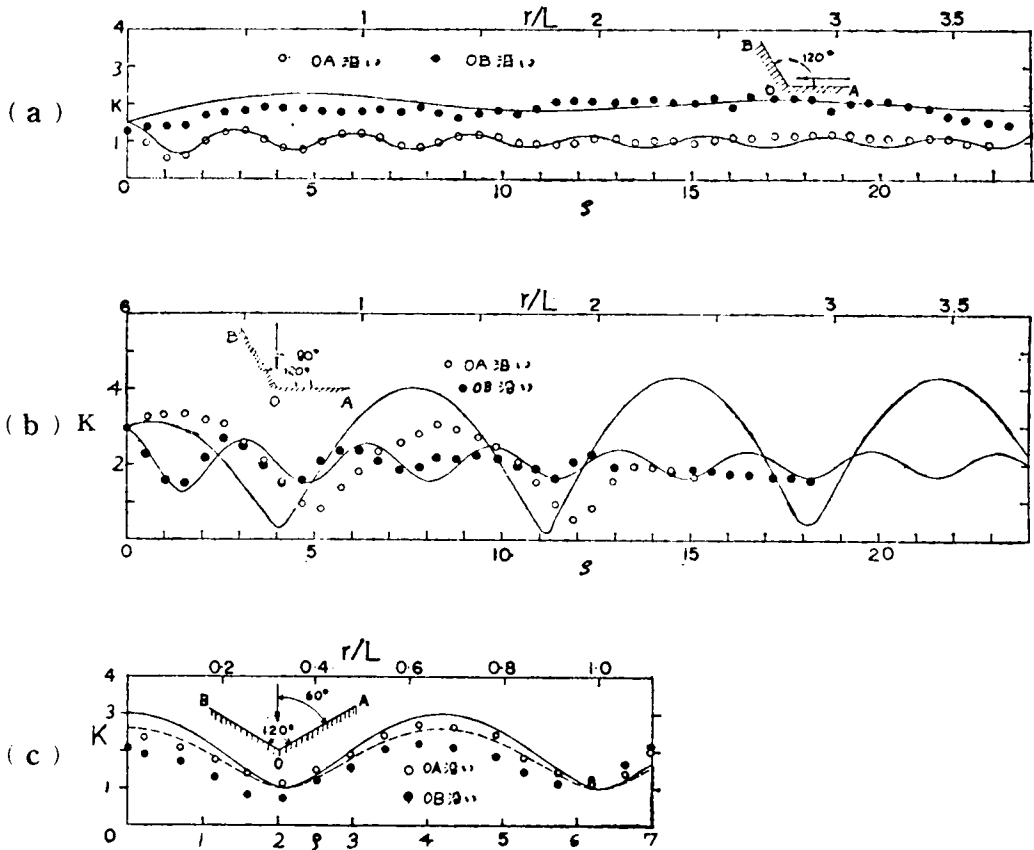


図-4.9 凹 $120^\circ$ 隅角に対する実験結果

図-4.9(b)および(c)は、それぞれ  $\alpha = \pi/2$  および  $\pi/3$  の角度で波が入射した場合に反射領域に位置するOA, OB両法線の前面波高を示す。図-4.10および4.11は、それぞれ凹90°および凹60°の単純隅角に、それぞれ  $\alpha = \pi/4$  および  $\pi/6$  の角度で波が入射した場合に反射領域に位置するOA, OB両法線の前面波高を示す。

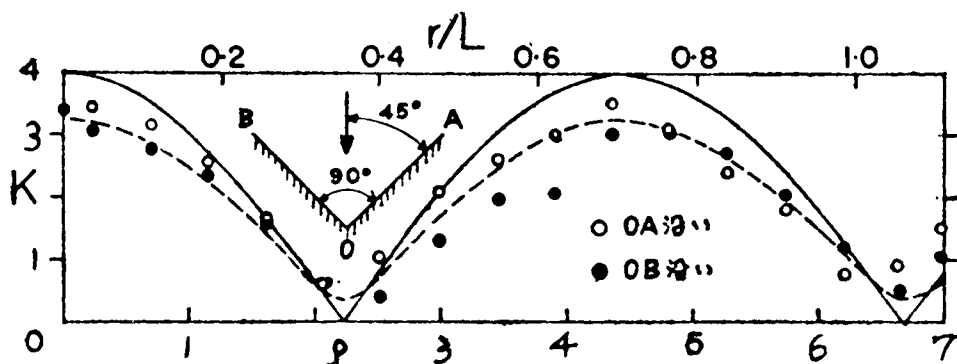


図-4.10 凹90°隅角に対する実験結果

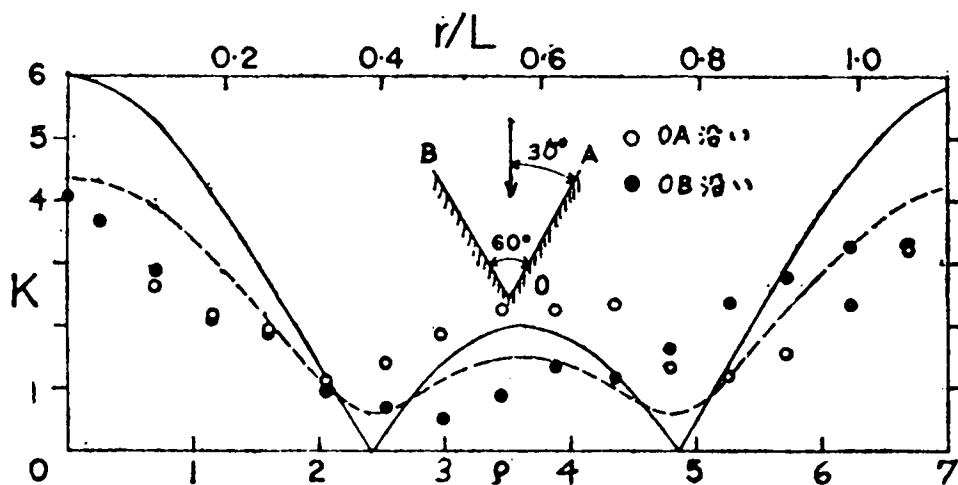


図-4.11 凹60°隅角に対する実験結果

図 4.9 ～ 4.11 に示した凹単純隅角の前面波高の実験結果に共通することとは、つぎの通りである。

- (1) 隅角点において極大前面波高が生じる。
- (2) 交角および入射角によっては再反射による 3 方向以上の波が重複し、入射波高の 3 倍以上の前面波高を生じることがある。

以上の実験結果を示す図 4.6 ～ 4.11 に記入してある太い実線は、いずれも前述の理論解の数値計算結果をふたたび示すもので、凸隅角の場合には実験結果と比較的良好に一致している。凹 120° 隅角の  $\alpha = \pi/6$  および凹 60° 隅角の場合には実験結果とあまり一致していないが、この原因は実験を行うときに入射角  $\alpha$  がわずかにずれたことによるものと考えられる。また、凹 90° および凹 60° 隅角においては、実験結果の方が理論曲線より小さくなっている。この原因は、完全に波を反射しない模型壁面で再反射をくり返すためと考えられる。前章の消波工の基礎実験結果を示す図 3.10 を参照して、これらの隅角部における反射・再反射各 1 回につき平均的な反射率を 0.8 とし、理論曲線を補正した結果を破線でそれぞれの図に併記したが、実験結果とかなり良く一致するようである。ただし、前面波高の定義に述べたように、これらの破線を計画前面波高に採用すべきではなかろう。

#### 4.2.3 近似解および計画前面波高

単純隅角状護岸の計画前面波高を得るため、および、隅角周辺の散乱波の性質を調べるために、表 4.1 に示したそれぞれの解を、つぎのように漸近展開する。すなわち、これらの解に用いられている  $J$  関数を

$$J_{\nu}(\rho) = \frac{\exp(i\nu\pi)}{2\pi i} \int_{\rho} \exp\left\{-\frac{\rho}{2}\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right)\right\} \cdot \zeta^{-\nu-1} d\zeta$$

(4.2.22)

の複素積分で表示し、これを  $J$  関数の級数に代入して合計すれば、表 - 4.3 に示す  $\zeta$  を変数とする複素積分となる。ここに、 $\kappa$  は  $\theta - \alpha$  または  $\theta + \alpha$  で、解  $f$  は

表 - 4.3 単純隅角における複素変換

	$\zeta$ 面における $I(\rho, \kappa)$	変数変換式
半島堤	$\frac{1}{4\pi i} \int_{\rho} \frac{\exp\{-\rho/2 \cdot (\zeta - \zeta^{-1})\} \cdot \{\zeta^{1/2} - \exp(i3\pi/2) \cdot \zeta^{-1/2}\} d\zeta}{\zeta(\zeta^{1/2} + \exp(i3\pi/2) \cdot \zeta^{-1/2} - 2\exp(i3\pi/4) \cdot \cos(\kappa/2))}$	$z = \zeta^{1/2} + \exp(i3\pi/2) \cdot \zeta^{-1/2}$
凸60°隅角	$\frac{3}{10\pi i} \int_{\rho} \frac{\exp\{-\rho/2 \cdot (\zeta - \zeta^{-1})\} \cdot \{\zeta^{3/5} - \exp(i9\pi/5) \cdot \zeta^{-3/5}\} d\zeta}{\zeta(\zeta^{3/5} + \exp(i9\pi/5) \cdot \zeta^{-3/5} - 2\exp(i9\pi/10) \cdot \cos(3\kappa/5))}$	$z = \zeta^{1/5} + \exp(i3\pi/5) \cdot \zeta^{-1/5}$
凸90°隅角	$\frac{1}{3\pi i} \int_{\rho} \frac{\exp\{-\rho/2 \cdot (\zeta - \zeta^{-1})\} \cdot \{\zeta^{2/3} - \exp(i2\pi) \cdot \zeta^{-2/3}\} d\zeta}{\zeta(\zeta^{2/3} + \exp(i2\pi) \cdot \zeta^{-2/3} - 2\exp(i\pi) \cdot \cos(2\kappa/3))}$	$z = \zeta^{1/3} + \exp(i\pi) \cdot \zeta^{-1/3}$
凸120°隅角	$\frac{3}{8\pi i} \int_{\rho} \frac{\exp\{-\rho/2 \cdot (\zeta - \zeta^{-1})\} \cdot \{\zeta^{5/4} - \exp(i9\pi/4) \cdot \zeta^{-5/4}\} d\zeta}{\zeta(\zeta^{5/4} + \exp(i9\pi/4) \cdot \zeta^{-5/4} - 2\exp(i9\pi/8) \cdot \cos(3\kappa/4))}$	$z = \zeta^{1/4} + \exp(i3\pi/4) \cdot \zeta^{-1/4}$
凹120°隅角	$\frac{3}{4\pi i} \int_{\rho} \frac{\exp\{-\rho/2 \cdot (\zeta - \zeta^{-1})\} \cdot \{\zeta^{3/2} - \exp(i9\pi/2) \cdot \zeta^{-3/2}\} d\zeta}{\zeta(\zeta^{3/2} + \exp(i9\pi/2) \cdot \zeta^{-3/2} - 2\exp(i9\pi/4) \cdot \cos(3\kappa/2))}$	$z = \zeta^{1/2} + \exp(i3\pi/2) \cdot \zeta^{-1/2}$

$$f(\rho, \theta) = \int_c \Psi(z) \cdot \exp\{\rho\varphi(z)\} \cdot dz \quad (4.2.23)$$

それぞれの解に対するこの複素積分表示は、表 - 4.3 の右欄に示す。 $\rho$  が大きい場合には、鞍部点法により (4.2.23) 式は次式のように漸近展開される。<sup>4)</sup>

$$f(\rho, \theta) = \exp\{\rho\varphi(z_0)\} \cdot \sqrt{2\pi/\{\rho|\varphi''(z_0)|\}} \cdot$$

$$\Psi(z_0) \cdot \exp(i\Psi_m) + O(\rho^{-3/2}) \quad (4.2.24)$$

ここに、 $\Psi_m$  は最急降下線に沿う積分方向により定まる角度で、



$$f = I(\rho, \theta - \alpha) + I(\rho, \theta + \alpha)$$

である。つぎに、表 4.3 に示す  $z$  によりそれぞれ複素変換を行えば、解はつぎのような複素積分の形で示される。

$z$ 面における $I(\rho, \kappa)$	
$\frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{\exp[-\rho/2 \cdot \{z^2 - 2\exp(i3\pi/2)\}]}{z^5 - 2\exp(i3\pi/4) \cdot \cos(\kappa/2)} dz$	
$\frac{3}{2\pi i} \int_C \frac{\exp[-\rho/2 \cdot \{z^5 - 5\exp(i3\pi/5) \cdot z^4 + 5\exp(i6\pi/5) \cdot z\}] \cdot \{z^2 - \exp(i3\pi/5)\}}{z^5 - 3\exp(i3\pi/5) \cdot z - 2\exp(i9\pi/10) \cdot \cos(3\kappa/5)} dz$	
$\frac{1}{\pi i} \int_C \frac{\exp[-\rho/2 \cdot \{z^3 - 3\exp(i\pi) \cdot z\}] \cdot z}{z^2 - 2\exp(i\pi) \cdot \{1 + \cos(2\kappa/3)\}} dz$	
$\frac{5}{2\pi i} \int_C \frac{\exp[-\rho/2 \cdot \{z^5 - 4\exp(i3\pi/4) \cdot z^2 + 2\exp(i3\pi/2)\}] \cdot \{z^2 - \exp(i3\pi/4)\}}{z^5 - 3\exp(i3\pi/4) \cdot z - 2\exp(i9\pi/8) \cdot \cos(3\kappa/4)} dz$	
$\frac{3}{2\pi i} \int_C \frac{\exp[-\rho/2 \cdot \{z^2 - 2\exp(i3\pi/2)\}] \cdot \{z^2 - \exp(i3\pi/2)\}}{z^5 - 3\exp(i3\pi/2) \cdot z - 2\exp(i9\pi/4) \cdot \cos(3\kappa/2)} dz$	

$$\Psi_m = (\pi + \theta_0) / 2 + m\pi \quad (m=0 \text{ または } 1) \quad (4.2.25)$$

で与えられる。 $\theta_0$  は

$$\theta_0 = \arg \varphi''(z_0) \quad (4.2.26)$$

により与えられ、鞍部点  $z_0 = x_0 + iy_0$  は

$$\varphi'(z_0) = 0 \quad (4.2.27)$$

から求められる。複素平面上における積分は、この鞍部点上を通るように積分分路を変更し、(4.2.24) 式により漸近展開するのであるが、通常の場合

合，複素平面上には極が存在する。これらの極を避けて積分路を変更する際に留数が求まり，この値が入射波や反射波を表わす幾何光学的項となる。なお，反射，入射，回折各領域の境界線上は，複素平面においては特異点となり，これらの鞍部点は極と一致する。この場合には（4.2.24）式を直接適用することは不可能で，この特異点に積分路を無限に近づける計算を行わねばならない。このようにして得た凸 $60^\circ$ ，凸 $90^\circ$ ，凸 $120^\circ$ ，凹 $120^\circ$  単純隅角に対する散乱項 $\chi_1$ ， $\chi_2$ を表-4.4に示す。ただし， $m=1$ の場合に

表-4.4 単純隅角における散乱項の漸近展開結果

形 状	散 乱 項
半 島 堤	$\chi_m = \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} / \{2\sqrt{2\pi\rho} \cos \frac{1}{2}(\theta\pm\alpha)\}$
凸 $60^\circ$ 隅角	$\chi_m = -(3/5)\sqrt{(5+\sqrt{5})/(\pi\rho)} \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} / \{\sqrt{5} - 1 + 4\cos \frac{3}{5}(\theta\pm\alpha)\}$
凸 $90^\circ$ 隅角	$\chi_m = -\sqrt{2/3}\sqrt{\pi\rho} \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} / \{1 + 2\cos \frac{2}{3}(\theta\pm\alpha)\}$
凸 $120^\circ$ 隅角	$\chi_m = -3/(4\sqrt{\pi\rho}) \cdot \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} / \{\sqrt{2} + 2\cos \frac{3}{4}(\theta\pm\alpha)\}$
凹 $120^\circ$ 隅角	$\chi_m = 3/(2\sqrt{2\pi\rho}) \cdot \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} / \cos \frac{3}{2}(\theta\pm\alpha)$

は複号の負をとり， $m=2$ の場合には複号の正をとる。これらの散乱項を用いて，それぞれの単純隅角の各領域および各境界線上における近似解を示すと以下ようになる。なお，交角 $\nu$ の2等分線に関して単純隅角は対称であるので， $(2\pi-\nu)/2$ より大きい $\alpha$ に対する表示は省略する。

(1) 凸  $60^\circ$  隅角

$$g_1 = \exp\{i\rho \cos(\theta - \alpha)\}, \quad g_2 = \exp\{i\rho \cos(\theta + \alpha)\},$$

$$g_3 = \exp\{-i\rho \cos(\theta + \alpha - \pi/3)\}$$

$\alpha = 0$  の場合

$$\left. \begin{aligned} 0 < \theta < \pi : \quad f &= g_1 + \chi_1 \\ \theta = \pi : \quad f &= 0.5 g_1 + 3/(55\sqrt{5}) \cdot \\ &\quad \sqrt{(5+\sqrt{5})}/(\pi\rho) \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} \\ \pi < \theta < 5\pi/3 : f &= (\chi_1 + \chi_2)/2 \end{aligned} \right\} (4.2.28)$$

$0 < \alpha < 2\pi/3$  の場合

$$\left. \begin{aligned} 0 < \theta < \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\ \pi - \alpha < \theta < \pi + \alpha : \quad f &= g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = \pi + \alpha : \quad f &= 0.5 g_1 + \chi_2 \\ \pi + \alpha < \theta < 5\pi/3 : f &= \chi_1 + \chi_2 \end{aligned} \right\} (4.2.29)$$

$\alpha = 2\pi/3$  の場合

$$\left. \begin{aligned} 0 < \theta < \pi/3 : \quad f &= g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = \pi/3 : \quad f &= g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\ \pi/3 < \theta < 5\pi/3 : f &= g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = 5\pi/3 : \quad f &= g_1 + 6/(55\sqrt{5}) \cdot \\ &\quad \sqrt{(5+\sqrt{5})}/(\pi\rho) \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} \end{aligned} \right\} (4.2.30)$$

$2\pi/3 < \alpha \leq 5\pi/6$  の場合

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq \theta < \pi - \alpha : & \quad f = g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = \pi - \alpha : & \quad f = g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\ \pi - \alpha < \theta < 7\pi/3 - \alpha : & \quad f = g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = 7\pi/3 - \alpha : & \quad f = g_1 + 0.5 g_3 + \chi_1 \\ 7\pi/3 - \alpha < \theta < 5\pi/3 : & \quad f = g_1 + g_3 + \chi_1 + \chi_2 \end{aligned} \right\} \quad (4.2.31)$$

(2) 凸  $90^\circ$  隅角

$$g_1 = \exp\{i\rho \cos(\theta - \alpha)\}, \quad g_2 = \exp\{i\rho \cos(\theta + \alpha)\},$$

$$g_3 = \exp\{-i\rho \cos(\theta + \alpha)\}$$

$\alpha = 0$  の場合

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq \theta < \pi : & \quad f = g_1 + \chi_1 \\ \theta = \pi : & \quad f = 0.5 g_1 + (1/6) \sqrt{2/(3\pi\rho)} \cdot \\ & \quad \exp\{i(\rho + \pi/4)\} \\ \pi < \theta < 3\pi/2 : & \quad f = (\chi_1 + \chi_2)/2 \end{aligned} \right\} \quad (4.2.32)$$

$0 < \alpha < \pi/2$  の場合

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq \theta < \pi - \alpha : & \quad f = g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = \pi - \alpha : & \quad f = g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\ \pi - \alpha < \theta < \pi + \alpha : & \quad f = g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = \pi + \alpha : & \quad f = 0.5 g_1 + \chi_2 \\ \pi + \alpha < \theta < 3\pi/2 : & \quad f = \chi_1 + \chi_2 \end{aligned} \right\} \quad (4.2.33)$$

$\alpha = \pi/2$  の場合

$$\left. \begin{aligned}
 0 < \theta < \pi/2 : \quad f &= g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = \pi/2 : \quad f &= g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\
 \pi/2 < \theta < 3\pi/2 : f &= g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = 3\pi/2 : \quad f &= g_1 + (1/3) \sqrt{2/(3\pi\rho)} \cdot \\
 &\quad \exp \{ -i(\rho + \pi/4) \}
 \end{aligned} \right\} (4.2.34)$$

$\pi/2 < \alpha \leq 3\pi/4$  の場合

$$\left. \begin{aligned}
 0 < \theta < \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\
 \pi - \alpha < \theta < 2\pi - \alpha : f &= g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = 2\pi - \alpha : \quad f &= g_1 + 0.5 g_3 + \chi_1 \\
 2\pi - \alpha < \theta < 3\pi/2 : f &= g_1 + g_3 + \chi_1 + \chi_2
 \end{aligned} \right\} (4.2.35)$$

(3) 凸  $120^\circ$  隅角

$$\begin{aligned}
 g_1 &= \exp \{ i\rho \cos(\theta - \alpha) \}, \quad g_2 = \exp \{ i\rho \cos(\theta + \alpha) \}, \\
 g_3 &= \exp \{ -i\rho \cos(\theta + \alpha + \pi/3) \}
 \end{aligned}$$

$\alpha = 0$  の場合

$$\left. \begin{aligned}
 0 < \theta < \pi : \quad f &= g_1 + \chi_1 \\
 \theta = \pi : \quad f &= 0.5 g_1 + 3/(8\sqrt{2\pi\rho}) \cdot \\
 &\quad \exp \{ -i(\rho + \pi/4) \} \\
 \pi < \theta < 4\pi/3 : f &= (\chi_1 + \chi_2)/2
 \end{aligned} \right\} (4.2.36)$$

$0 < \alpha < \pi/3$  の場合

$$\left. \begin{aligned}
 0 \leq \theta < \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\
 \pi - \alpha < \theta < \pi + \alpha : \quad f &= g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = \pi + \alpha : \quad f &= 0.5 g_1 + \chi_2 \\
 \pi + \alpha < \theta \leq 4\pi/3 : f &= \chi_1 + \chi_2
 \end{aligned} \right\} \quad (4.2.37)$$

$\alpha = \pi/3$  の場合

$$\left. \begin{aligned}
 0 \leq \theta < \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\
 \pi - \alpha < \theta < 4\pi/3 : f &= g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = 4\pi/3 : \quad f &= g_1 + 3 / (4\sqrt{2\pi\rho}) \cdot \\
 &\quad \exp \{ -i(\rho + \pi/4) \}
 \end{aligned} \right\} \quad (4.2.38)$$

$\pi/3 < \alpha < 2\pi/3$  の場合

$$\left. \begin{aligned}
 0 \leq \theta < \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = \pi - \alpha : \quad f &= g_1 + 0.5 g_2 + \chi_1 \\
 \pi - \alpha < \theta < 5\pi/3 - \alpha : f &= g_1 + \chi_1 + \chi_2 \\
 \theta = 5\pi/3 - \alpha : \quad f &= g_1 + 0.5 g_3 + \chi_1 \\
 5\pi/3 - \alpha < \theta \leq 4\pi/3 : f &= g_1 + g_3 + \chi_1 + \chi_2
 \end{aligned} \right\} \quad (4.2.39)$$

(4) 凹  $120^\circ$  隅角

$$g_1 = \exp \{ i \rho \cos ( \theta - \alpha ) \} , \quad g_2 = \exp \{ i \rho \cos ( \theta + \alpha ) \} ,$$

$$g_3 = \exp \{ -i \rho \cos ( \theta + \alpha - \pi/3 ) \} , \quad g_4 = \exp \{ -i \rho \cos ( \theta - \alpha - \pi/3 ) \}$$

$\alpha = 0$  の場合

$$\left. \begin{array}{ll} 0 < \theta < \pi/3 : & f = g_1 + \chi_1 \\ \theta = \pi/3 : & f = g_1 + 0.5 g_3 \\ \pi/3 < \theta < 2\pi/3 : & f = g_1 + g_3 + \chi_1 \end{array} \right\} (4.2.40)$$

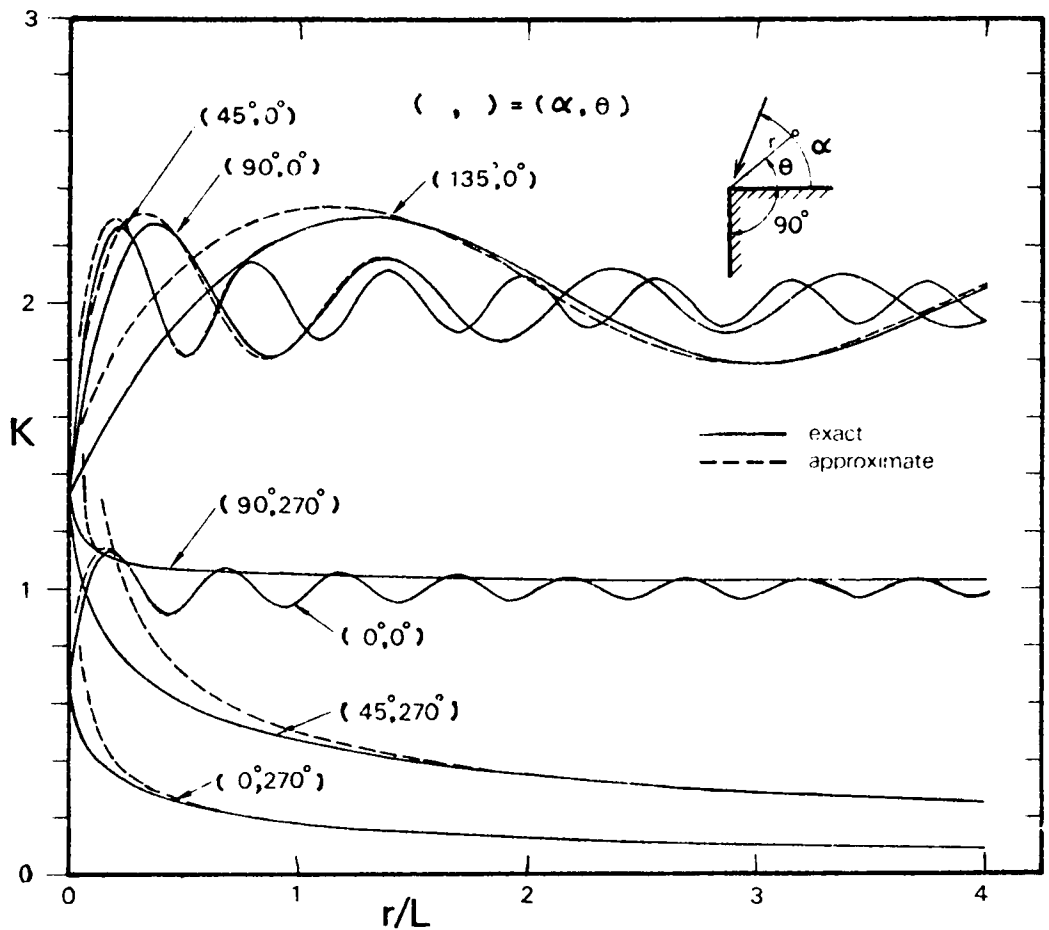
$0 < \alpha < \pi/3$  の場合

$$\left. \begin{array}{ll} 0 < \theta < \pi/3 - \alpha : & f = g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = \pi/3 - \alpha : & f = g_1 + g_2 + 0.5 g_3 + \chi_1 \\ \pi/3 - \alpha < \theta < \pi/3 + \alpha : & f = g_1 + g_2 + g_3 + \chi_1 + \chi_2 \\ \theta = \pi/3 + \alpha : & f = g_1 + g_2 + g_3 + 0.5 g_4 + \chi_2 \\ \pi/3 + \alpha < \theta < 2\pi/3 : & f = g_1 + g_2 + g_3 + g_4 + \chi_1 + \chi_2 \end{array} \right\} (4.2.41)$$

$\alpha = \pi/3$  の場合

$$0 < \theta < 2\pi/3 : \quad f = g_1 + g_2 + g_3 \quad (4.2.42)$$

凸  $90^\circ$  隅角の両法線  $\theta = 0$  および  $3\pi/2$  における前面波高を近似式 (4.2.32) ~ (4.2.35) により求めた結果を破線で図-4.12に示す。図-4.3に示した厳密解をふたたび実線で同図に併記したが、両曲線を比較すると、反射領域に位置する法線では第1次極大前面波高地点以遠において、かなり良く一致していることがわかる。入射および回折領域に位置する法線



図一 4.12 凸90°隅角の前面波高の厳密解および近似解

でも、反射領域における第1次極大前面波高発生地点に相当する地点以遠で、両曲線はかなり良く一致している。ただし、この相当する地点というのは、問題にしている入射、または回折領域に位置する法線と境界線とのなす角度に等しい角度をもつ境界線が、反射領域に生じるような $\alpha$ の場合における第1次極大前面波高発生地点である。これらの近似の良好な範囲は、以下の方法によっても求めることができる。

上述の近似の良好な範囲は、凸隅角の両法線に沿うものであるが、付近海域においてもこの第1次極大波高発生地点以遠という近似範囲は成立する。



すなわち，各境界線に最も近い第1次極大波高発生地点を結ぶ曲線は，それぞれの境界線を  $k\eta$  軸にとり，隅角点を原点とし， $k\eta$  軸に直交する軸を  $k\xi$  にとれば，次式で示されるような隅角点を焦点とする2次放物線になる。

$$k\eta = (2/3\pi)(k\xi)^2 - 3\pi/8 \quad (4.2.43)$$

前章に述べた半島堤も交角  $\nu$  が0の凸隅角とみなせるので，この式を適用することができる。したがって，図-4.13に斜線で示す範囲外の海域においては，(4.2.28)～(4.2.39)式により，かなり良好な精度で波を示すことが可能であり，港湾における波の回折の問題に対しても，これらの式は有用と思われる。(4.2.43)式で示される放物線により，交角  $\nu$  をもつ凸隅角の  $\theta = 0$  および  $2\pi - \nu$  両法線における第1次極大前面波高発生地点  $\rho_1$  を求めると，それぞれ以下のようなになる。

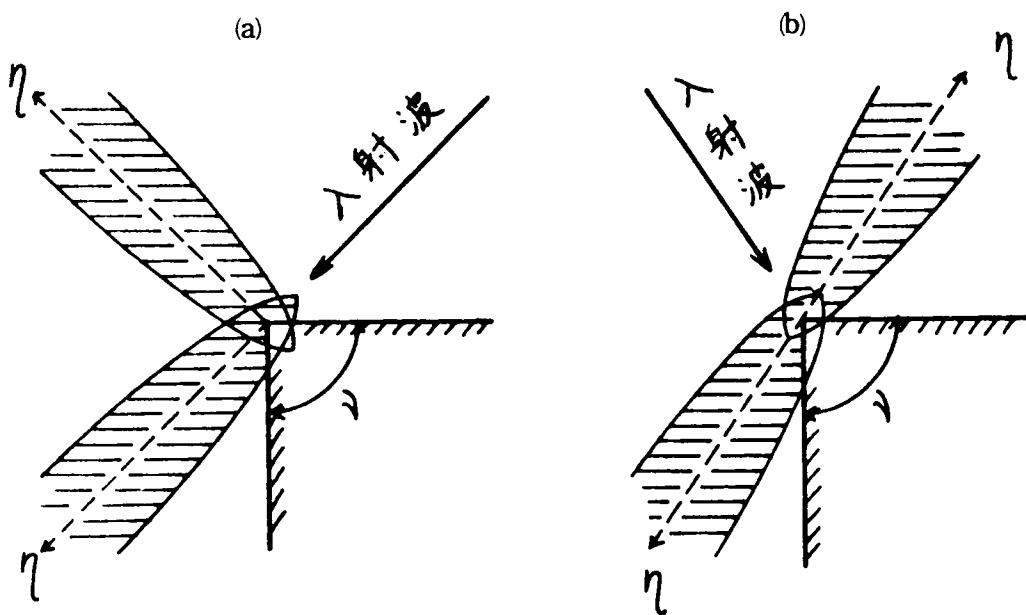


図-4.13 近似の良好な範囲

$$\left. \begin{aligned} \theta=0: \quad \rho_1 &= (3\pi/4)/(1+\cos\alpha) \\ \theta=2\pi-\nu: \quad &\begin{cases} (\alpha \neq \pi-\nu) & \rho_1 = (3\pi/4)/\{1+\cos(\alpha+\nu)\} \\ (\alpha = \pi-\nu) & \rho_1 = (3\pi/4)/\{1-\cos(\alpha+\nu)\} \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (4.2.44)$$

したがって、反射領域に位置する法線に対する計画前面波高としては、図-4.14に細い実線で示すように、 $\rho_1$ 以遠の地点においては以下に示す $K(\rho)$ を使用し、隅角点から $\rho_1$ 以内の地点においては $K(\rho)$ に $\rho_1$ を代入して得られる $K_1$ をとればよいであろう。入射および回折領域に位置する法線に対する計画前面波高としては、隅角点における計画前面波高を一致させるために隅角点付近の近似度を無視し、図-4.14に細い実線で示すように隅角点の近くでは $K_1$ を取り、 $K_1$ 以下の値を $K(\rho)$ がとるような地点以遠では $K(\rho)$ をそのまま用いればよい。前章と同様な方法を用いて(4.2.28)~(4.2.39)式より求めたそれぞれの凸隅角に対する計画前面波高 $K(\rho)$ および上述の方法により求めた $\rho_1$ を示すと以下のようなになる。

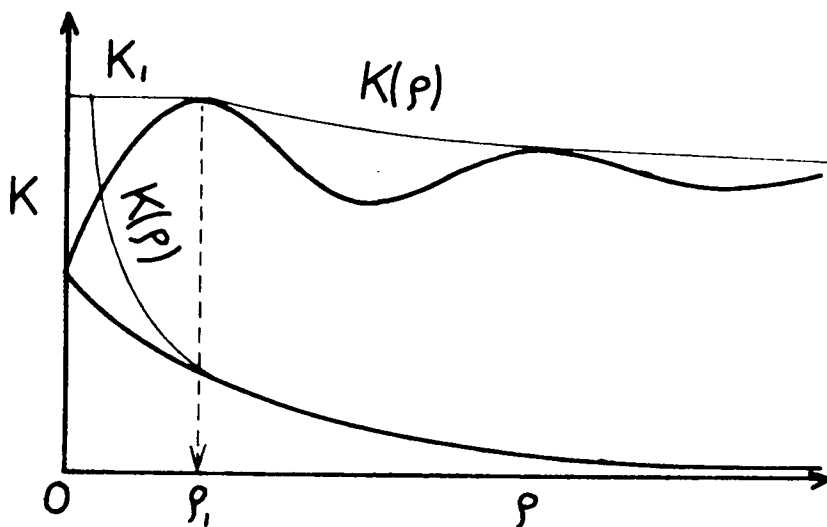


図-4.14 計画前面波高

(凸  $60^\circ$  隅角)

$$A(\rho) \equiv (6/5) \sqrt{(5 + \sqrt{5}) / (\pi \rho)}$$

$\alpha = 0$  の場合

$$\theta = 0 : \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = 3\pi/8 \\ K(\rho) = 1 + (1/2) A(\rho) / (3 + \sqrt{5}) \end{array} \right\} (4.2.45)$$

$$\theta = 5\pi/3 : K(\rho) = (1/2) A(\rho) / (5 - \sqrt{5})$$

$0 < \alpha < 2\pi/3$  の場合

$$\theta = 0 : \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = (3\pi/4) / (1 + \cos \alpha) \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) / |\sqrt{5} - 1 + 4 \cos \frac{3}{5} \alpha| \end{array} \right\} (4.2.46)$$

$$\theta = 5\pi/3 : K(\rho) = A(\rho) / |\sqrt{5} - 1 - 4 \cos \frac{3}{5} \alpha|$$

$\alpha = 2\pi/3$  の場合

$$\theta = 0 : \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = 3\pi/2 \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) / |\sqrt{5} - 1 + 4 \cos \frac{3}{5} \alpha| \end{array} \right\} (4.2.47)$$

$$\theta = 5\pi/3 : K(\rho) = 1 + A(\rho) / (1 + \sqrt{5})$$

$2\pi/3 < \alpha < 5\pi/6$  の場合

$$\theta = 0 : \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = (3\pi/4) / (1 + \cos \alpha) \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) / |\sqrt{5} - 1 + 4 \cos \frac{3}{5} \alpha| \end{array} \right\} (4.2.48)$$

$$\theta = 5\pi/3 : \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = (3\pi/4) / \{1 + \cos(\alpha + \pi/3)\} \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) / |\sqrt{5} - 1 - 4 \cos \frac{3}{5} \alpha| \end{array} \right\}$$

[凸  $90^\circ$  隅角]

$$A(\rho) \equiv \sqrt{2/(3\pi\rho)}$$

$\alpha=0$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \theta=0: & \begin{cases} \rho_1 = 3\pi/8 \\ K(\rho) = 1 + A(\rho)/3 \end{cases} \\ \theta=3\pi/2: & K(\rho) = A(\rho) \end{aligned} \right\} \quad (4.2.49)$$

$0 < \alpha < \pi/2$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \theta=0: & \begin{cases} \rho_1 = (3\pi/4)/(1+\cos\alpha) \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho)/|1 + 2\cos\frac{2}{3}\alpha| \end{cases} \\ \theta=3\pi/2: & K(\rho) = 2A(\rho)/|1 - 2\cos\frac{2}{3}\alpha| \end{aligned} \right\} \quad (4.2.50)$$

$\alpha=\pi/2$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \theta=0: & \begin{cases} \rho_1 = 3\pi/4 \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) \end{cases} \\ \theta=3\pi/2: & K(\rho) = 1 + A(\rho)/3 \end{aligned} \right\} \quad (4.2.51)$$

$\pi/2 < \alpha < 3\pi/4$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \theta=0: & \begin{cases} \rho_1 = (3\pi/4)/(1+\cos\alpha) \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho)/|1 + 2\cos\frac{2}{3}\alpha| \end{cases} \\ \theta=3\pi/2: & \begin{cases} \rho_1 = (3\pi/4)/(1-\sin\alpha) \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho)/|1 - 2\cos\frac{2}{3}\alpha| \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (4.2.52)$$

[凸  $120^\circ$  隅角]

$$A(\rho) \equiv 3 / (4 \sqrt{\pi \rho})$$

$\alpha = 0$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \theta = 0 : & \begin{cases} \rho_1 = 3\pi/8 \\ K(\rho) = 1 + A(\rho) / (2 + \sqrt{2}) \end{cases} \\ \theta = 4\pi/3 : & K(\rho) = A(\rho) / (2 - \sqrt{2}) \end{aligned} \right\} (4.2.53)$$

$0 < \alpha < \pi/3$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \theta = 0 : & \begin{cases} \rho_1 = (3\pi/4) / (1 + \cos \alpha) \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho) / |\sqrt{2} + 2 \cos \frac{3}{4}\alpha| \end{cases} \\ \theta = 4\pi/3 : & K(\rho) = 2A(\rho) / |\sqrt{2} - 2 \cos \frac{3}{4}\alpha| \end{aligned} \right\} (4.2.54)$$

$\alpha = \pi/3$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \theta = 0 : & \begin{cases} \rho_1 = \pi/2 \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) / \sqrt{2} \end{cases} \\ \theta = 4\pi/3 : & K(\rho) = 1 + A(\rho) / \sqrt{2} \end{aligned} \right\} (4.2.55)$$

$\pi/3 < \alpha < 2\pi/3$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \theta = 0 : & \begin{cases} \rho_1 = (3\pi/4) / (1 + \cos \alpha) \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho) / |\sqrt{2} + 2 \cos \frac{3}{4}\alpha| \end{cases} \\ \theta = 4\pi/3 : & \begin{cases} \rho_1 = (3\pi/4) / \{1 + \cos(\alpha + \pi/3)\} \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho) / |\sqrt{2} - 2 \cos \frac{3}{4}\alpha| \end{cases} \end{aligned} \right\} (4.2.56)$$

凹  $120^\circ$  隅角においては，(4.2.40)～(4.2.42) 式が良い近似値を与える範囲は凸隅角とは異なり，(4.2.43) 式のようにはない。前章で用いたのと同様な方法により，両法線に沿う近似度の良い範囲  $\rho \geq \rho_1$  を求めると，両法線に共通して次式のようになる。

$$\alpha = 0 : \quad \rho_1 = 3\pi/2$$

$$0 < \alpha < \pi/3 : \quad \rho_1 = (11\pi/4) / (1 - 1/2 \cdot \cos \alpha)$$

$$\alpha = \pi/3 : \quad \rho_1 = 0$$

したがって，凹  $120^\circ$  隅角に対する計画前面波高はそれぞれつぎのように与えられる。

[ 凹  $120^\circ$  隅角 ]

$$A(\rho) = 3 / \sqrt{2\pi\rho}$$

$\alpha = 0$  の場合

$$\left. \begin{array}{l} \theta = 0 : \quad K(\rho) = 1 + A(\rho)/2 \\ \theta = 2\pi/3 : \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = 3\pi/2 \\ K(\rho) = 2 + A(\rho)/2 \end{array} \right. \end{array} \right\} \quad (4.2.57)$$

$0 < \alpha < \pi/3$  の場合

$$\left. \begin{array}{l} \theta = 0 : \quad K(\rho) = 2 + A(\rho) / \cos(\frac{3}{2}\alpha) \\ \theta = 2\pi/3 : \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = (11\pi/4) / (1 - 1/2 \cdot \cos \alpha) \\ K(\rho) = 4 + A(\rho) / \cos(\frac{3}{2}\alpha) \end{array} \right. \end{array} \right\} \quad (4.2.58)$$

$\alpha = \pi/3$  の場合

$$\theta = 0 \text{ および } 2\pi/3 : \quad K(\rho) = 3 \quad (4.2.59)$$

$\alpha = 0$  および  $\pi/6$  の場合におけるそれぞれの両法線に対する計画前面波高を示すと、図-4.15の細い実線のようになる。なお、この図に示す太い曲線は図-4.5に示した厳密解の一部をふたたび示したものである。この図を見てもわかるように、凸隅角の場合とは異なって、 $\rho_1$  以内の範囲であっても極大波高が存在することがある。

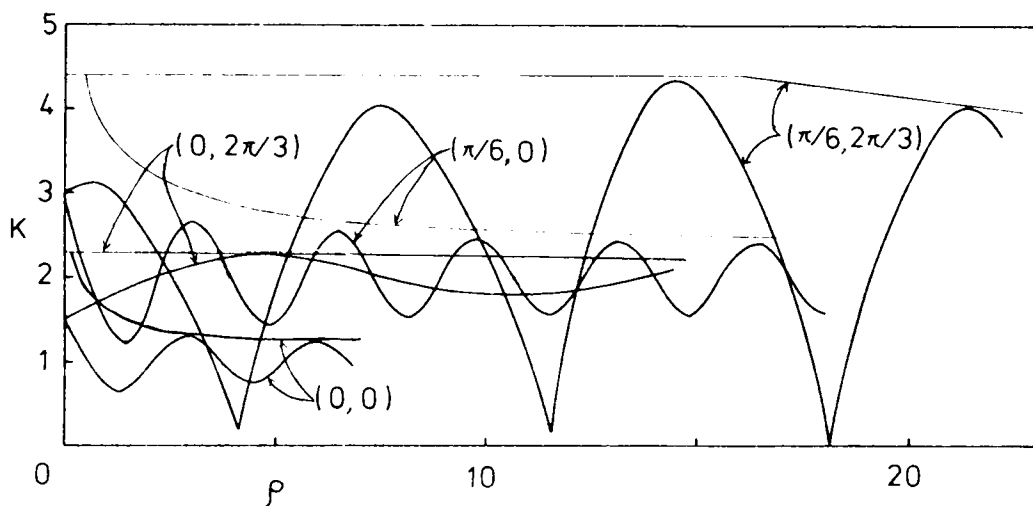


図-4.15 凹120°隅角に対する計画前面波高

凹90° および凹60°隅角においては、散乱波を生じないので、計画前面波高はそれぞれつぎに示す一定値となる。

〔凹90°隅角〕

$$\left. \begin{array}{ll} \alpha = 0 \text{ および } \pi/2 : & K=2 \\ 0 < \alpha < \pi/2 : & K=4 \end{array} \right\} \quad (4.2.60)$$

〔凹60°隅角〕

$$\left. \begin{array}{ll} \alpha = 0 \text{ および } \pi/3 : & K=3 \\ 0 < \alpha < \pi/3 : & K=6 \end{array} \right\} \quad (4.2.61)$$

以上の計画前面波高を与える式に基づいて，計画・設計に重要な反射領域に位置する法線に発生する第1次極大前面波高 $K_1$  およびその相対位置 $\rho_1$ を求めると，表－4.5および4.6に示す値となる。なお，半島堤は凸隅角の一種であるので，比較のため，ふたたび第3章の結果をこの表に示してある。また，散乱波が発生しない凹 $90^\circ$  および凹 $60^\circ$ 隅角の前面波高の表示は省略した。これらの表から，つぎの結論が得られる。

表－4.5 凸隅角における $\rho_1$  および $K_1$  の値

形 状	$\alpha$	$\pi/4$	$\pi/2$	$3\pi/4$
	$\rho_1$	1.3802	2.3562	8.0446
半 島 堤		2.3676	2.3676	2.3676
凸 $60^\circ$ 隅 角		2.3229	2.3307	2.3449
凸 $90^\circ$ 隅 角		2.2870	2.3001	2.3248
凸 $120^\circ$ 隅 角		2.2341	2.2530	2.2914

表－4.6 凹 $120^\circ$ 隅角における $\rho_1$  および $K_1$  の値

$\alpha$	$\pi/9$	$2\pi/9$
$\rho_1$	16.2961	14.0023
$K_1$	4.3423	4.6397



- (1) 凸隅角においては，第 1 次極大前面波高発生位置  $\rho_1$  は交角とは無関係で，入射角  $\alpha$  のみが関係し， $\alpha$  が鈍角になるほど  $\rho_1$  は大きくなる。
- (2) 凸隅角における第 1 次極大前面波高  $K_1$  の値は，交角が小さくなるほど大きくなり，交角が 0，すなわち半島堤において  $K_1$  は最大値 2.3676 となる。
- (3) 半島堤の場合には， $K_1$  の値は  $\alpha$  と無関係に一定であるが，その他の凸隅角の場合には， $\alpha$  が大きくなるにつれ， $K_1$  の値は若干増加する。実際の場合には， $\alpha$  が  $\pi$  に近づけば，反射率は減少して前面波高も小さくなると考えられるので，大きい前面波高を生じ，しかもその区間延長も長くなるような入射角  $\alpha$  は第 3 章と同様に， $\pi/2$  から  $3\pi/4$  までと思われる。
- (4) 凹 120° 隅角の場合には凸隅角とは異なり， $\alpha$  が  $\pi/3$  に近づくほど  $\rho_1$  は小さくなり， $K_1$  は増大する傾向にある。 $\alpha$  が  $\pi/3$  になると，理論上，散乱波が突然消失し， $K_1$  は 3.0 になる。実際の場合には， $\alpha$  が  $\pi/3$  に近づくと，再反射波と法線とのなす角度が小さくなり，再反射の際の反射率は減少するので，4 以上の  $K_1$  からこのように突然  $K_1 = 3$  に変化することはないと考えられる。前述の実験結果を考慮に入れると，凹 120° 隅角において，4 より大きい  $K_1$  が発生するのは，入射角  $\alpha$  がほぼ  $\pi/6$  のときであると思われる。

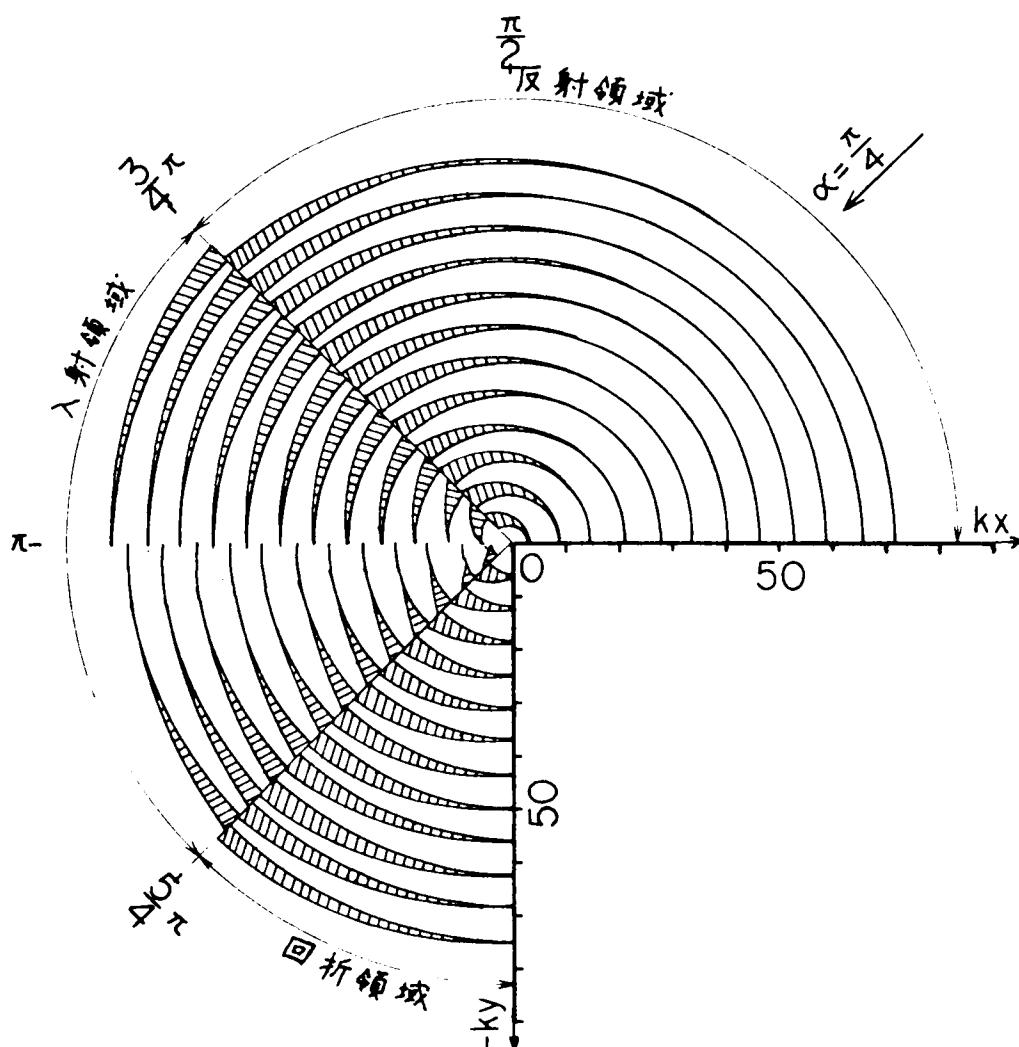
単純隅角における散乱波の性質は，前述の漸近展開式 (4.2.28) ~ (4.2.42) の散乱項に着目すれば直ちに判明する。すなわち，凹 60° および凹 90° 隅角においては散乱波は存在せず，また，凹 120° 隅角においては， $\alpha = \pi/3$  のときにのみ散乱波は存在しない。凸隅角および  $\pi/3$  以外の  $\alpha$  に対する凹 120° 隅角における散乱波は，半島堤の場合とほぼ同様な性質をもつ。

- (1) 散乱波は隅角点を点源とし，入射波とほぼ等しい波長をもって外方に進

行発散する。

- (2) 散乱波の波高は隅角点からの距離の平方根にほぼ反比例して減少する。
- (3) 散乱波の等位相線（波峯線）は隅角点を中心とするほぼ同心円弧になり、

図－4.16に示すように，各領域の境界線，および入射角によってはそれ以外の放射線においても，位相は不連続にほぼ $\pi$ だけずれる。



図－4.16 隅角付近の散乱波の様相

### 4.3 複合隅角の法線形状をもつ護岸の前面波高

#### 4.3.1 理論とその考察

前節で得た単純隅角に対する成果を利用して、複雑に屈折した法線形状をもつ埋立地護岸の基本形状と思われるピヤー状護岸，Z型法線形状護岸，広い河口状護岸に対する前面波高の理論解を以下に示す。

まず，ヒヤー状護岸に対して図-4.17に示す座標を用い， $O$ または $O'$ から発生した散乱波が， $O'$ または $O$ に到達して生じる再散乱を無視すれば，法線 $OA$ および $O'A'$ における前面波高は，単純隅角の場合と同じになる。

したがって，これ

らの法線に対する前

面波高の理論解およ

び数値計算結果は前

節に示したので，こ

こでは省略する。法

線 $OO'$ における前

面波高は，同様に再

散乱を無視し，単純

隅角 $O'OA$ に対する

解に，単純隅角 $OO'A'$

に対する解の散

乱項を重ね合わせるにより求められる。すなわち，単純隅角 $O'OA$ に対する解 $f_1$ は表-4.1に示した凸 $90^\circ$ 隅角に対する解および図-4.17に示す記号により，

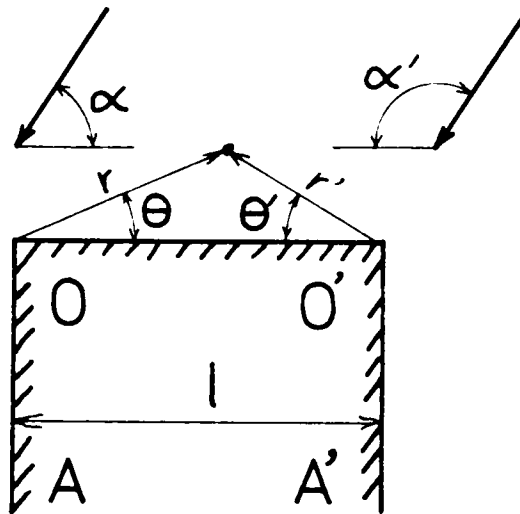


図-4.17 ピヤー状護岸

$$f_1 = \frac{4}{3} J_0(\rho) + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{3}) \cdot J_{2n/3}(\rho) \cdot \cos \frac{2n}{3} \alpha \cdot \cos \frac{2n}{3} \theta \quad (4.3.1)$$

であり，単純隅角 $OO'A'$ に対する解 $f_2$ は，入射波の位相のずれを考慮すれば，

$$f_2 = \{ \frac{4}{3} J_0(\rho') + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{3}) \cdot J_{2n/3}(\rho') \cdot \cos \frac{2n}{3} \alpha' \cdot \cos \frac{2n}{3} \theta' \} \cdot \exp(ikl \cos \alpha) \quad (4.3.2)$$

となる。法線 $OO'$ においては，

$$\theta = \theta' = 0, \quad \rho' = kl - \rho, \quad \alpha' = \pi - \alpha$$

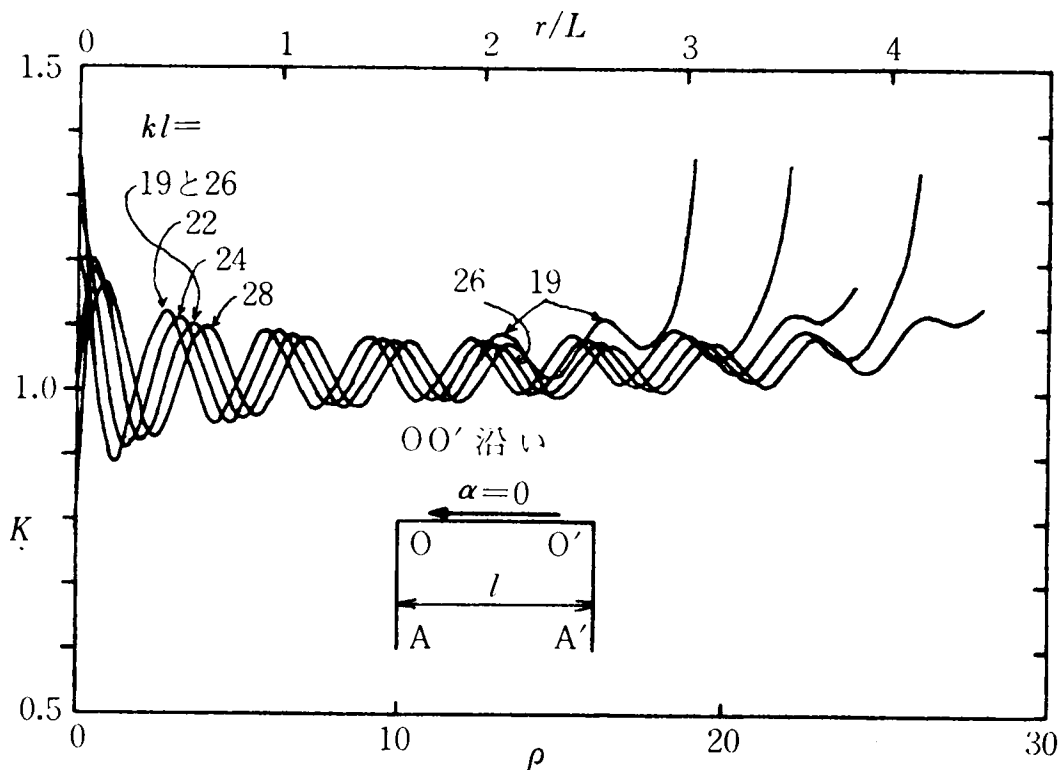
の関係があるから， $f_1$ に $f_2$ の散乱項を加えた式にこれらの関係を代入すれば，ピヤ－状護岸の法線 $OO'$ に沿う波の解 $f$ が得られる。 $\alpha \neq 0$ の場合における解は次式の通りである。

$$\alpha \neq 0 : f = f_1 + f_2 - 2 \exp(i \rho \cos \alpha) \quad (4.3.3)$$

$\alpha = 0$ の場合における法線 $OO'$ に対する解は $f_1$ が $1/2$ になって，次式のようになる。

$$\alpha = 0 : f = 0.5 f_1 + f_2 - \exp(i \rho) \quad (4.3.4)$$

この2つの式に基づき，徳島大学電子計算機センターにあるTOSBAC 3400により，法線 $OO'$ に沿う前面波高分布を数値計算した。その結果を図-4.18(a)～(c)に示す。ただし，これらの計算曲線のうち，単純隅角に対する解を重ね合わせたことに起因する隅角点近傍の過大値は除外するものとする。これらの計算結果から，つぎの事実が認められる。



図－4.18 ビヤー状護岸の前面波高 (a)

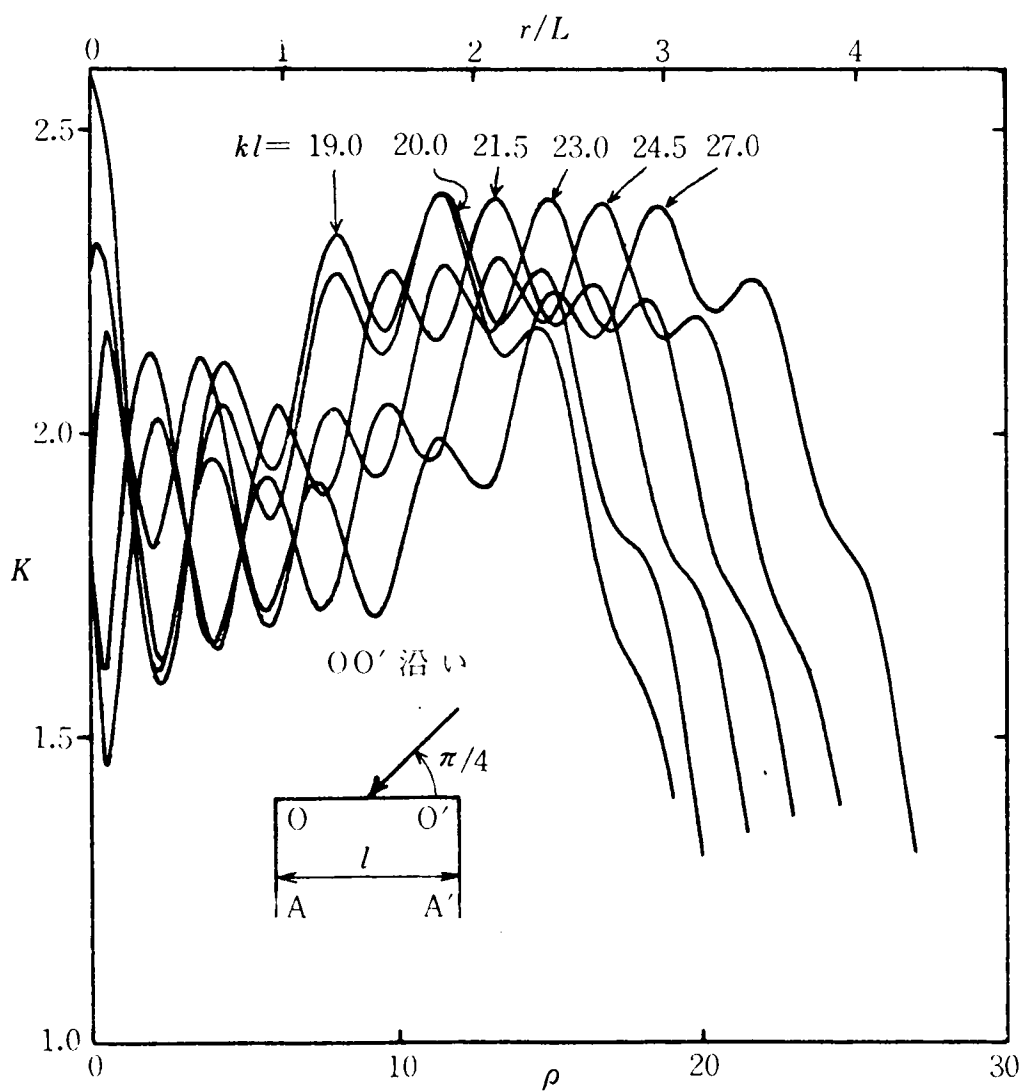
- (1) 法線  $OO'$  においては，両隅角付近の前面波高，すなわち第1次極大前面波高が大きい。
- (2) この第1次極大前面波高は，一方の隅角点の位置が他方の隅角点で発生した極小前面波高の位置に一致するような相対ビヤ幅  $kl$  の場合に最大となる。

つぎに，図－4.19に示すZ型法線形状をもつ護岸の前面波高の解を，前述と同様に再散乱を無視して，凸  $90^\circ$  単純隅角に対する解を重ね合わせる手法により求める。入射角が  $\alpha$  の場合の単純隅角  $AOO'$  周辺の波  $f_1$  は，前述の(4.3.1)式で示される。図－4.19に破線で示す  $O'B$  を鏡面とする

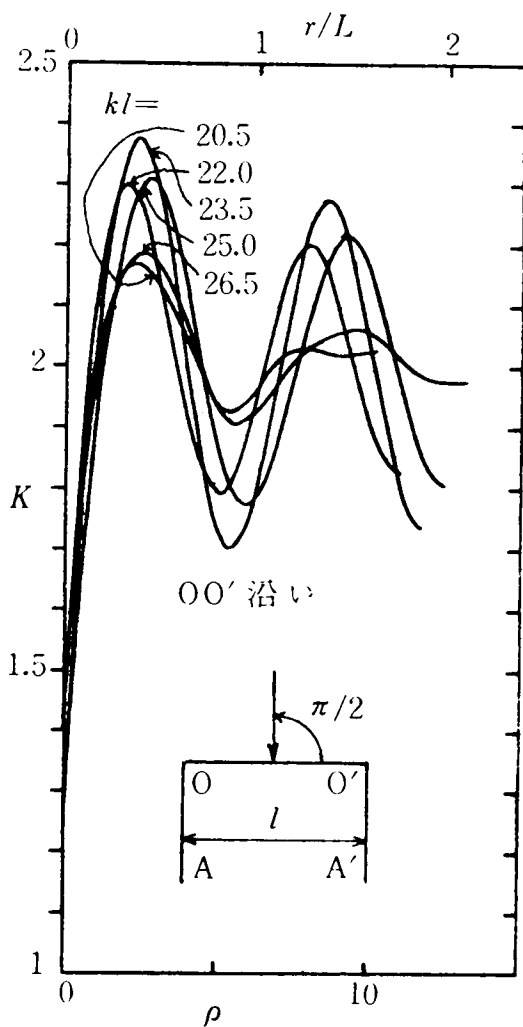
単純隅角 $AOO'$ の鏡像周辺の波 $f_2$ は

$$f_2 = \frac{4}{3} J_0(\rho') + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(i \frac{n\pi}{3}\right) \cdot J_{2n/3}(\rho') \cdot \cos \frac{2n}{3} \alpha \cdot \cos \frac{2n}{3} \theta' \quad (4.3.5)$$

で与えられる。



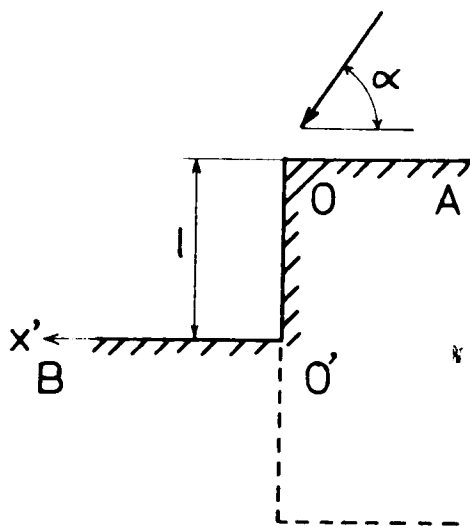
図—4.18 ビヤー状護岸の前面波高 (b)



図一 4. 18 ピヤ一状護岸の  
前面波高 (c)

また、法線  $O'B$  からの反射波を入射波と考えたときの単純隅角  $AOO'$  周辺の波  $f_3$  は、位相の遅れ  $2kl \sin \alpha$  を考慮すると、

$$f_3 = \left\{ \frac{4}{3} J_0(\rho) + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(i \frac{n\pi}{3}\right) \cdot J_{2n/3}(\rho) \cdot \cos \frac{2n}{3} \alpha' \cdot \cos \frac{2n}{3} \theta \right\} \cdot \exp(-i 2kl \sin \alpha) \quad (4.3.6)$$



図一 4. 19 Z型法線形状護岸

となり，同様に，法線  $O'B$  に関するこれの鏡像周辺の波  $f_4$  は

$$f_4 = \left\{ \frac{4}{3} J_0(\rho') + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(i \frac{n\pi}{3}\right) \cdot J_{2n/3}(\rho') \cdot \cos \frac{2n}{3} \alpha' \cdot \cos \frac{2n}{3} \theta' \right\} \\ \cdot \exp(-i 2kl \sin \alpha) \quad (4.3.7)$$

で示される。ここに，

$$\rho' = \sqrt{(\rho \cos \theta)^2 + (\rho \sin \theta + 2kl)^2}, \\ \tan \theta' = -(\rho \sin \theta + 2kl) / (\rho \cos \theta), \\ \alpha' = 2\pi - \alpha$$

である。以上の各単純隅角に対する波の解を重ね合わせて得た前面波高の解を，各法線ごとに示すと，以下のようになる。

#### 法線 $OA$ に沿う波

以下の式において， $\theta = 0$  とする。

$$\left. \begin{aligned} \alpha = 0 : & \quad f = 0.5 f_1 \\ 0 < \alpha < \pi/2 : & \quad f = f_1 \\ \alpha = \pi/2 : & \quad f = f_1 + 0.5 f_3 \\ \pi/2 < \alpha < \pi : & \quad f = f_1 + f_3 \\ \alpha = \pi : & \quad f = f_1 \end{aligned} \right\} \quad (4.3.8)$$

#### 法線 $OO'$ に沿う波

以下の式において， $\theta = \theta' = 3\pi/2$ ， $\rho' = 2kl - \rho$  とする。

$$\left. \begin{aligned} \alpha = 0 : & \quad f = 0.5 (f_1 + f_2) \\ 0 < \alpha < \pi/2 : & \quad f = f_1 + f_2 \end{aligned} \right\}$$



$$\left. \begin{aligned}
 \alpha = \pi/2 : \quad f &= f_1 + f_2 + 0.5 (f_3 + f_4) \\
 &\quad - \exp(-i\rho) - \exp\{i(\rho - 2kl)\} \\
 \pi/2 < \alpha < \pi : \quad f &= f_1 + f_2 + f_3 + f_4 - 2\exp(-i\rho) \\
 &\quad \sin \alpha - 2\exp\{-i(2kl - \rho) \\
 &\quad \sin \alpha\} \\
 \alpha = \pi : \quad f &= f_1 + f_2 - 2
 \end{aligned} \right\} (4.3.9)$$

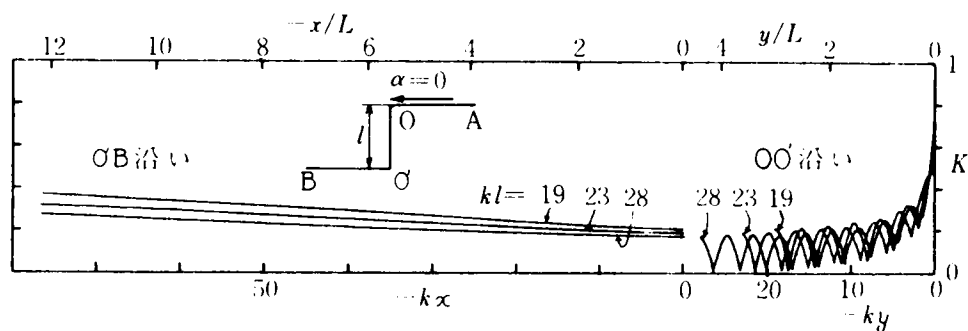
#### 法線O'Bに沿う波

以下の式において,  $\rho = \rho' = \sqrt{(kx)^2 + (kl)^2}$ ,  $\theta = \theta' = \pi + \sin^{-1}$   
 $\{kl/\sqrt{(kx)^2 + (kl)^2}\}$  とする。

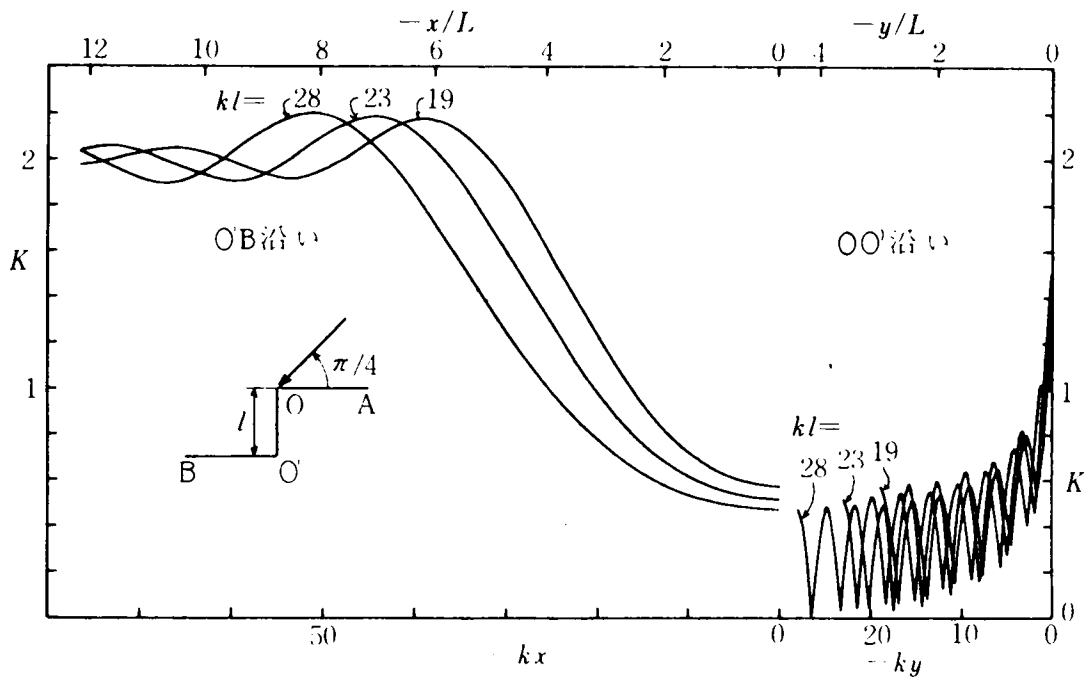
$$\left. \begin{aligned}
 \alpha = 0 : \quad f &= f_1 \\
 0 < \alpha < \pi/2 : \quad f &= 2f_1 \\
 \alpha = \pi/2 : \quad f &= 2f_1 + f_3 - 2\exp(-ikl) \\
 \pi/2 < \alpha < \pi : \quad f &= 2(f_1 + f_3) - 2\exp\{-i \\
 &\quad (kx \cos \alpha + kl \sin \alpha)\} \\
 &\quad - 2\exp\{i(kx \cos \alpha - \\
 &\quad kl \sin \alpha)\} \\
 \alpha = \pi : \quad f &= 2f_1 - 2 \cos kx
 \end{aligned} \right\} (4.3.10)$$

以上の式に基づき, 徳島大学電子計算機センターのTOSBAC-3400により,  $\alpha = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$  の各場合における前面波高を数値計算した。これらの結果を図-4.20(a)~(g)に示す。図-4.20(a)は入射角  $\alpha$  が0の場合の法線OO'およびO'Bに沿う前面波高分布を示すもの

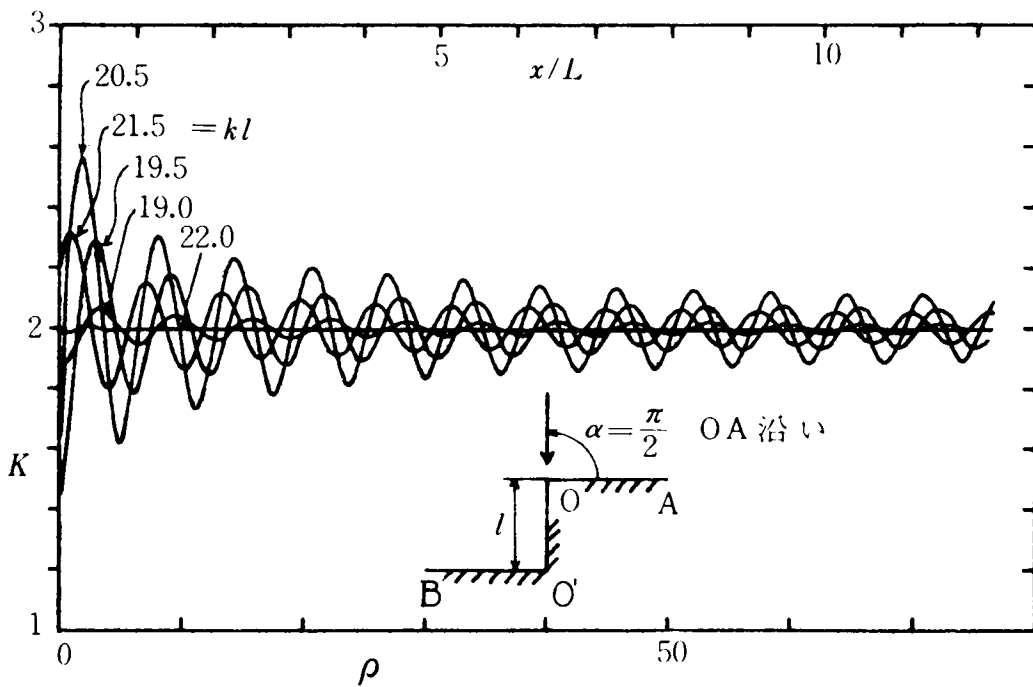
で、法線  $OA$  の前面波高は単純隅角の場合と同じであるので、ここでは省略してある。法線  $OO'$  に沿って散乱波とその反射波とによる重複波の発生が見られ、法線  $O'B$  に沿っては散乱波のみの進行により生じる極大・極小のな



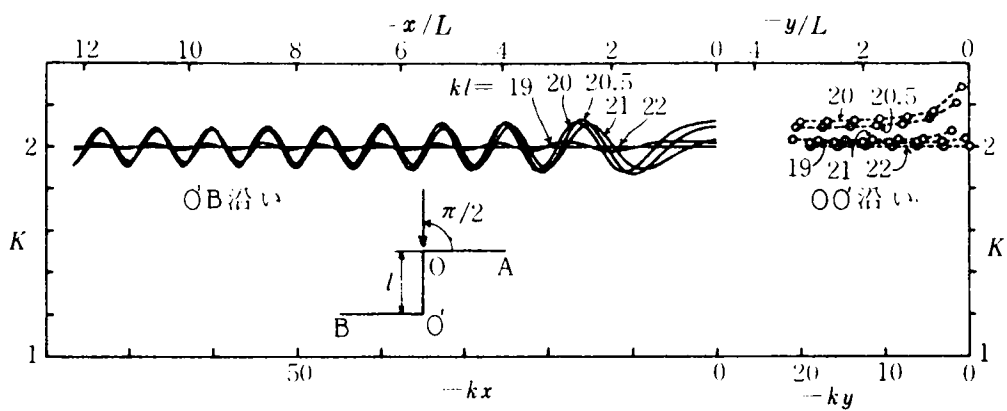
図一 4. 20 Z 型法線形状護岸の前面波高 (a)



図一 4. 20 Z 型法線形状護岸の前面波高 (b)

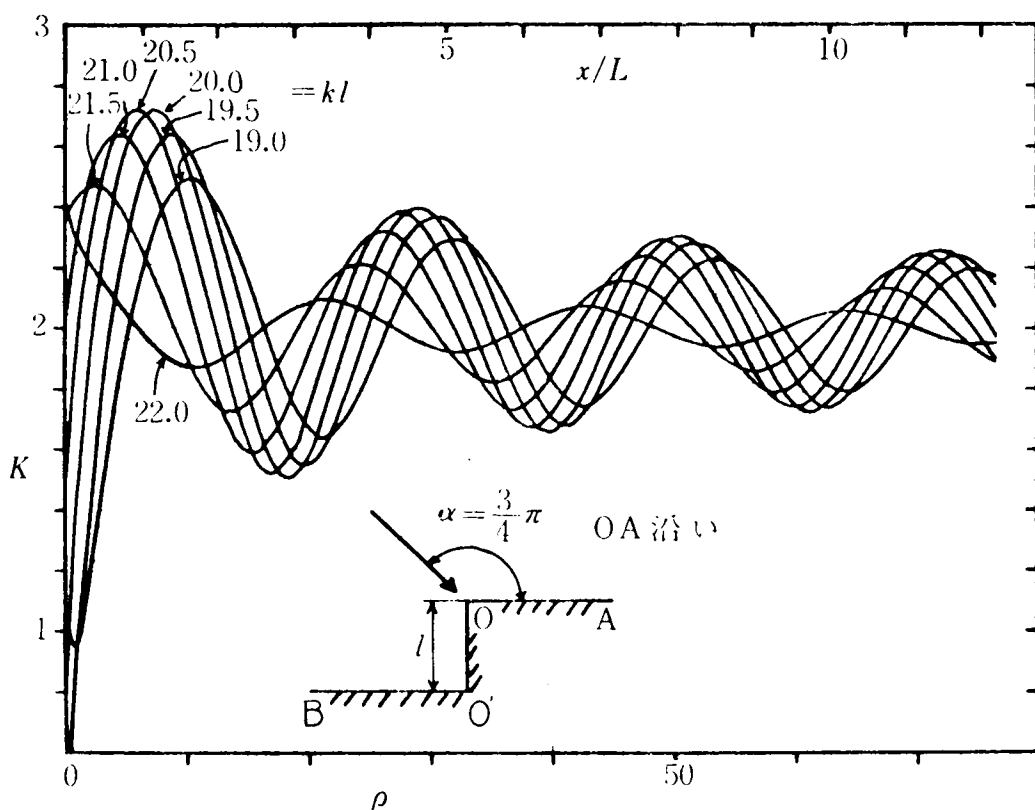


図一 4. 20 Z 型法線形状護岸の前面波高 (c)



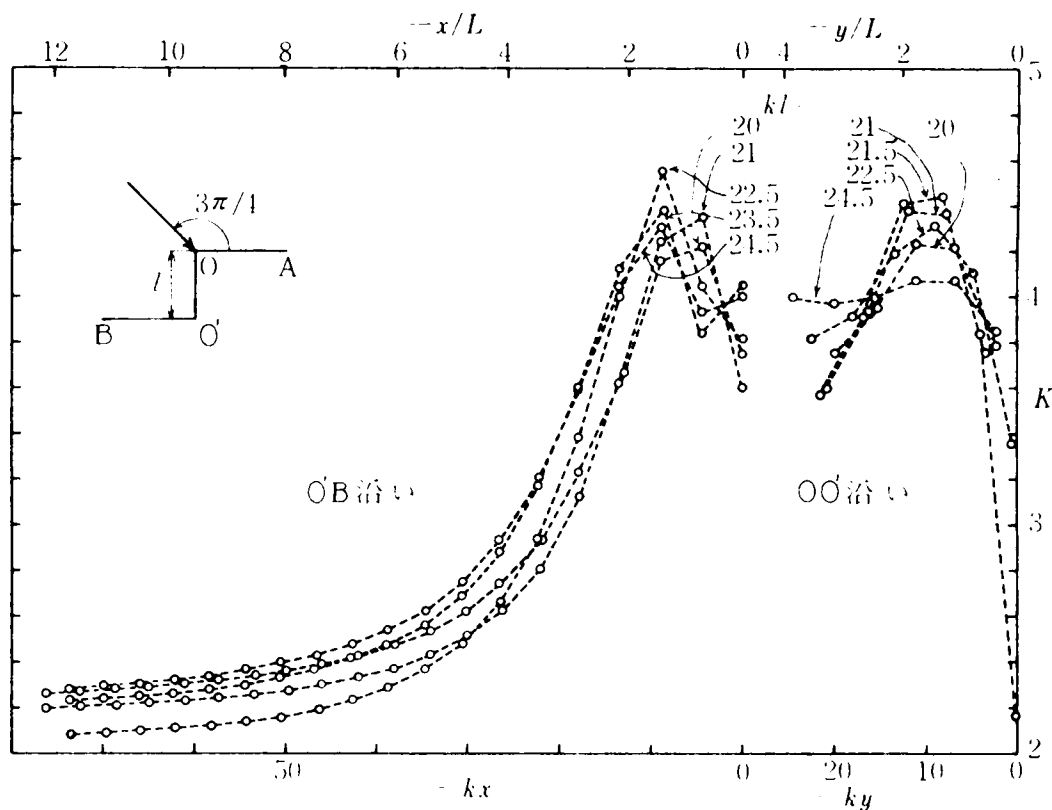
図一 4. 20 Z 型法線形状護岸の前面波高 (d)

い前面波高分布が見られる。(b)は  $\alpha = \pi/4$  の場合の法線  $OO'$  および  $O'B$  に沿う前面波高分布を示すもので、 $\alpha = 0$  の場合と同様な理由により、法線  $OA$  の前面波高は省略してある。法線  $O'B$  に沿って、 $kx = 0$  から境界線と  $O'B$  との交点である  $-kx = kl$  までの区間の前面波高は単調に増大し、それ以後では入射波と反射波とが加わって、 $K = 2$  よりも大きい前面波高が発生している。(c)に  $\alpha = \pi/2$  の場合の法線  $OA$  に沿う前面波高分布を示す。法線  $O'B$  からの反射波による散乱波が加わるため、単純隅角におけるよりも大きい極大前面波高が発生する場合があります、相対  $OO'$  法線長が  $kl = (n + 0.5)\pi$ 、すなわち重複波の節が法線  $OA$  の延長線上に生じるような  $kl$  の

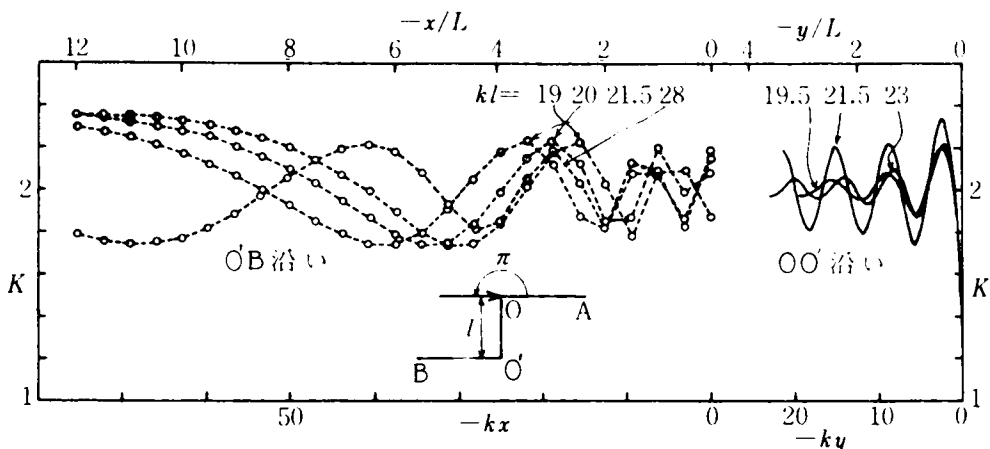


図— 4. 20 Z型法線形状護岸の前面波高 (e)

場合に，極大前面波高はとくに大きくなっている。(d)に  $\alpha = \pi/2$  の場合の法線  $OO'$  および  $O'B$  に沿う前面波高分布を示す。この場合，法線  $OO'$  に沿って入射波，反射波，散乱波よりなる重複波が発生し，極大・極小波高が短い間隔で並ぶので，ここでは極大前面波高のみを○印で示した。したがって，図中の破線は極大前面波高の包絡線である。法線  $O'B$  においては，(b)の場合と同様に， $K = 2$  より大きい極大前面波高の発生が見られ，法線  $OA$  における場合と同様に，この極大前面波高の値は相対  $OO'$  法線長  $kl$  のわずかな変化により，かなり変動するのが見られる。(e)は  $\alpha = 3\pi/4$  の場合の法線  $OA$  に沿う前面波高分布を示す。この場合にも，法線  $OA$  の延長線



図一 4. 20 Z 型法線形状護岸の前面波高 (f)



図—4.20 Z型法線形状護岸の前面波高 (g)

上に重複波の節が位置する  $kl = (n + 0.5) \pi / \sin \alpha$  のとき，とくに大きい極大前面波高が発生している。(f)は  $\alpha = 3\pi/4$  の場合の法線  $OO'$  および  $O'B$  に沿う波高分布であるが，法線全延長にわたり (d) と同様な重複波が発生するので，ここにおいても極大前面波高およびその包絡線を示してある。この場合にも相対  $OO'$  法線長  $kl$  により，極大前面波高はかなり変化するのが見られる。(g)は  $\alpha = \pi$  の場合の  $OO'$  および  $O'B$  に沿う前面波高分布を示す。この場合の法線  $OA$  の前面波高は単純隅角と同じであるので，ここでは省略した。法線  $OO'$  においては，前述のピヤー状護岸の場合と同様な前面波高の発生が見られ，法線  $O'B$  においては入射波，反射波よりなる重複波に散乱波が重なって生じた極大前面波高が見られる。

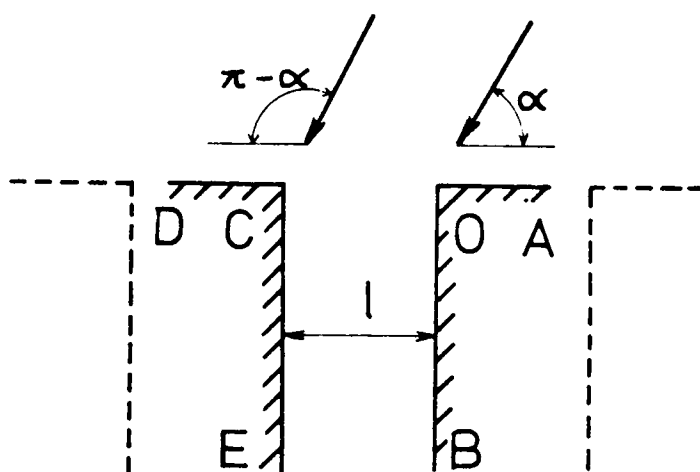
これらの計算結果から得られた事実をまとめると，つぎのようになる。

- (1) 入射角  $\alpha$  が  $\pi/2 < \alpha < \pi$  の場合に，入射波と法線  $O'B$  からの反射波とにより生じる重複波の節の位置が，法線  $OA$  の延長上にくるような相対  $OO'$  法線長，すなわち  $kl = (n + 0.5) \pi / \sin \alpha$  のときに， $OA$  における極大前面波高はとくに大きくなる。法線  $OO'$  および  $O'B$  においても， $kl$  の

このようなわずかな変化により，それぞれの極大前面波高の値はかなり変化する。

- (2) 入射角  $\alpha$  が鈍角，すなわち  $\pi/2 < \alpha < \pi$  の場合に，すべての法線の前面波高は他の入射角の場合よりも大きい。

最後に，図－4.21に示す広い河口状護岸の前面波高の解を求める。右岸の法線 AOB を単純隅角とみなす場合の解  $f_1$  は，(4.3.1)式で示され，



図－4.21 河 口 状 護 岸

同様に法線 DCE に対する解  $f_2$  は，位相の遅れ  $kl \cos \alpha$  を考慮して，

$$f_2 = \left\{ \frac{4}{3} J_0(\rho_2) + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(i \frac{n\pi}{3}\right) \cdot J_{2n/3}(\rho_2) \cdot \cos \frac{2n}{3}(\pi - \alpha) \cdot \cos \frac{2n}{3}\theta_2 \right\} \cdot \exp(-ikl \cos \alpha) \quad (4.3.11)$$

となる。ここに， $\rho_2$  は隅角点 C から測った相対距離であり， $\theta_2$  は法線 CD から時計方向に測った角度である。また，図－4.21に破線で示す法線 CE

およびOBを鏡面とする単純隅角AOBおよびDCEの鏡像に対する解 $f_3$ および $f_4$ は、それぞれ次式のようになる。

$$f_3 = \frac{4}{3} J_0(\rho_3) + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(i \frac{n\pi}{3}\right) \cdot J_{2n/3}(\rho_3) \cdot \cos \frac{2n}{3} \alpha \cdot \cos \frac{2n}{3} \theta_3 \quad (4.3.12)$$

$$f_4 = \left\{ \frac{4}{3} J_0(\rho_4) + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(i \frac{n\pi}{3}\right) J_{2n/3}(\rho_4) \cdot \cos \frac{2n}{3} (\pi - \alpha) \cdot \right. \\ \left. \cos \frac{2n}{3} \theta_4 \right\} \exp(-ikl \cos \alpha) \quad (4.3.13)$$

ここに、 $\rho_3$ 、 $\theta_3$  および  $\rho_4$ 、 $\theta_4$  は、それぞれの鏡像の隅角点から測った相対距離、および、海側法線から測った角度である。

河道内の法線CEに沿う波を求めるときには、後節に述べる理由により、図-4.2.1に示す右側の鏡像を無視し、法線OBに沿う波を求めるときには左側の鏡像を無視する。河道護岸OBおよびCEにおける $f_3$ および $f_4$ の値は、それぞれ $f_1$ および $f_2$ に等しいから、このようにすれば解は最終的に $f_1$ および $f_2$ によって示すことができる。前述と同様に再散乱を無視し、上述の単純隅角に対する波の解を重ね合わせて得た各法線に対する前面波高の解を以下に示す。ただし、 $\alpha = 0$ の場合の解、および、河口中心線が対称軸となっているので、 $\pi/2 < \alpha < \pi$ の場合の解は省略する。

#### 法線OAに沿う波

$$f = f_1 + f_2 - \exp(i\rho \cos \alpha) \quad (4.3.14)$$

ただし、 $\theta = 0$ 、 $\theta_2 = \pi$ 、 $\rho_2 = \rho + kl$ である。

#### 法線OBに沿う波

$$f = f_1 + 2f_2 - 2\exp(-i\rho \sin \alpha) \quad (4.3.15)$$



ただし， $\theta = 3\pi/2$ ， $\theta_2 = \tan^{-1}(\rho/kl) + \pi$ ， $\rho = \sqrt{\rho_2^2 + (kl)^2}$  である。

#### 法線CDに沿う波

$$f = f_1 + f_2 - \exp\{-i(\rho_2 + kl)\cos\alpha\} \quad (4.3.16)$$

ただし， $\theta = \pi$ ， $\theta_2 = 0$ ， $\rho = \rho_2 + kl$  である。

#### 法線CEに沿う波

$$f = 2f_1 + f_2 - 2\exp\{-i(\rho_2 \sin\alpha + kl \cos\alpha)\} \quad (4.3.17)$$

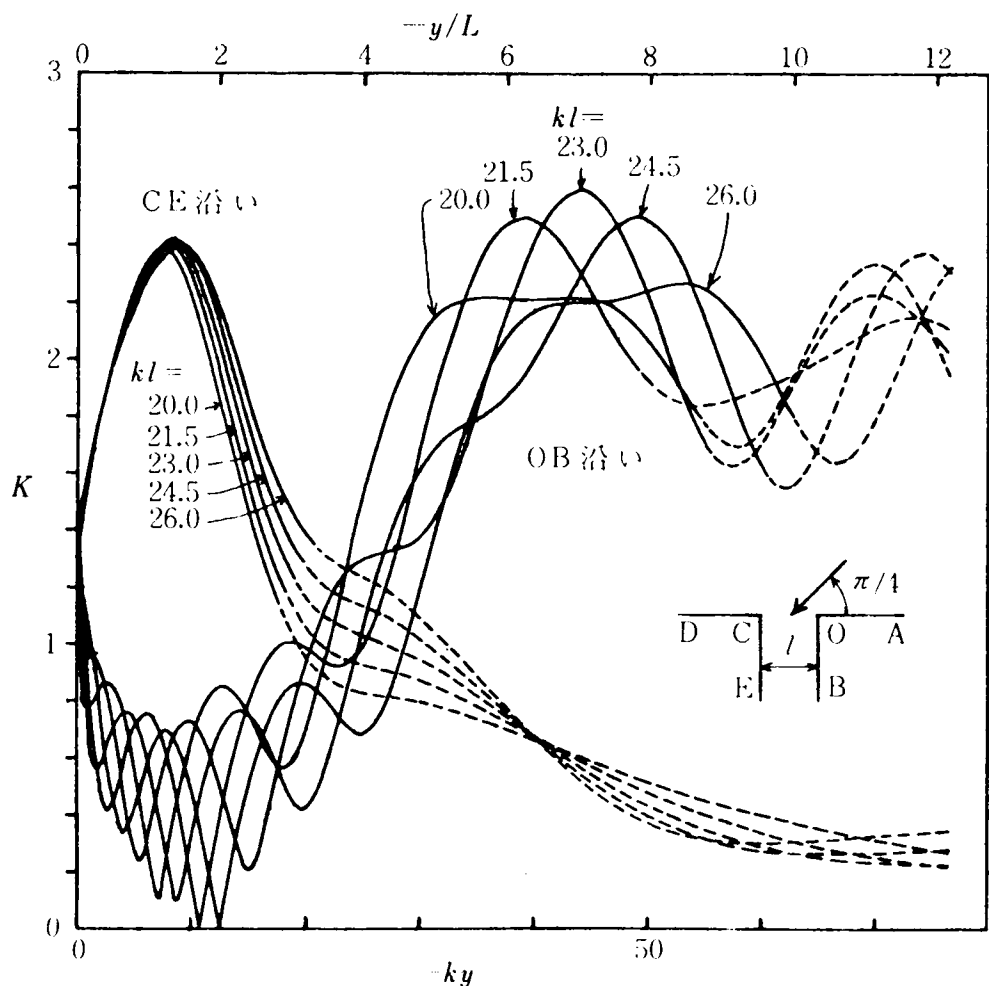
ただし， $\theta = \tan^{-1}(\rho_2/kl) + \pi$ ， $\theta_2 = 3\pi/2$ ， $\rho = \sqrt{\rho_2^2 + (kl)^2}$  である。

以上の式に基づき，徳島大学電子計算機センターのTOSBAC-3400により， $\alpha = \pi/4$  および  $\pi/2$  の各場合に対して，河道両護岸の前面波高を計算した。その結果は，図-4.2.2 (a) および (b) に示す。海側の両法線OAおよびCDにおける前面波高は，単純隅角の場合とよく似ているので，ここでは数値計算を行わず，計画前面波高の表示式を後節でとりあげる。前述のように，単純隅角に対する解を重ね合わせるとき，2次以上の鏡像を無視しているため，河道の奥に位置する護岸においては，前面波高の精度は劣るものと考えられる。したがって， $\alpha = \pi/4$  の場合の図-4.2.2 (a) においては，これらを破線で示してある。この計算結果から，つぎの事実が認められる。

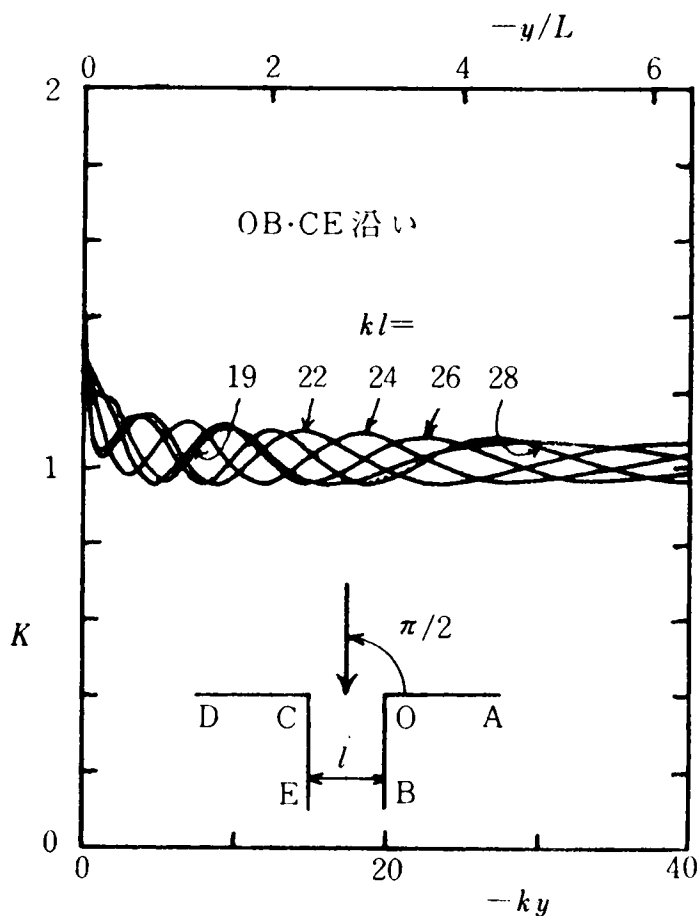
- (1) 河道に針めに波が入射するとき，この入射波に直面する法線CEにおいては，河口隅角点付近に完全重複波の波高より約20%大きい， $K \div 2.4$  の極大前面波高を生じる。また，法線OBにおいては，河口隅角点を通る入射波が対岸で反射して到達する地点付近に，上述の値より大きい極大前面波高が発生する場合がある。法線CEにおける極大前面波高およびその

位置は，相対河口幅  $kl$  によりあまり変化しないのであるが，法線  $OB$  におけるこれらは， $kl$  の値がわずかに異なっても，かなり変化する。

- (2) 河道に沿って波が入射するとき，河道両護岸において極大・極小前面波高が発生するのであるが，これらはいずれも河口隅角点における前面波高よりも小さい。



図一 4. 22 河口状護岸の前面波高 (a)



図一 4.22 河口状護岸の前面波高 (b)

#### 4.3.2 前面波高分布に関する実験

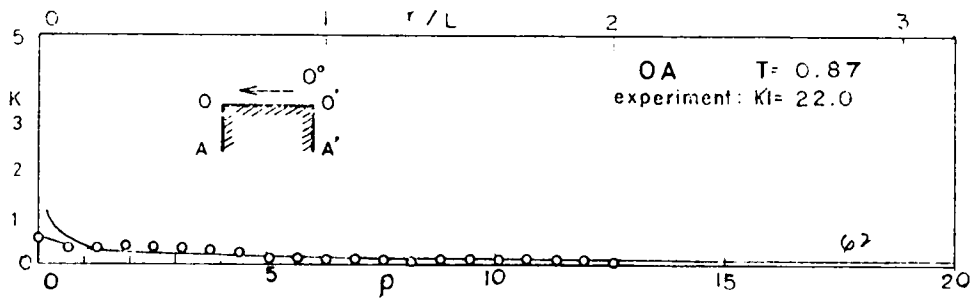
複雑に屈折した法線形状をもつ護岸の基本形状と思われるピヤー状護岸，Z型法線形状護岸，広い河口状護岸における前面波高の性質を実験的に検討するために，前章に述べた平面水槽を用いて模型実験を行い，以下に示す結果を得た。

ヒヤー状護岸についての実験に使用した入射角  $\alpha$ ，周期  $T$ ，波高  $H$  などの値は表一 4.7 に示す。実験結果は図一 4.23 ～ 4.25 に示すが，これらの図

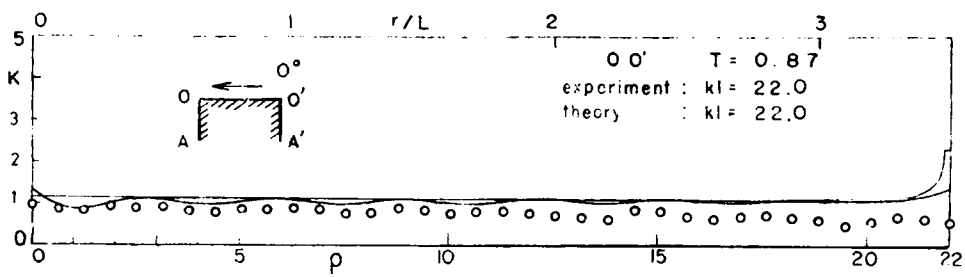
に併記してある太い実線は、前節で得た理論曲線であり、また、細い実線は後節に示す計画前面波高の表示式による曲線である。図-4.24(b)に示す  $\alpha = 45^\circ$  の場合の法線  $OO'$  に沿う波高を除けば、前面波高の実験値と理論曲線とは、比較的に良く一致している。 $\alpha = 45^\circ$  の場合には、法線  $OO'$  による反射波が水槽側壁に沿って設置してある消波装置で若干反射し、ふたたび法線  $OO'$  に到達して実験誤差を生じたものと思われる。なお、この場合の法線  $OO'$  の両隅角点近傍において、理論曲線が実験結果と一致しない理由は、前節に述べた通りである。

表-4.7 ビヤー状護岸の実験に用いた値

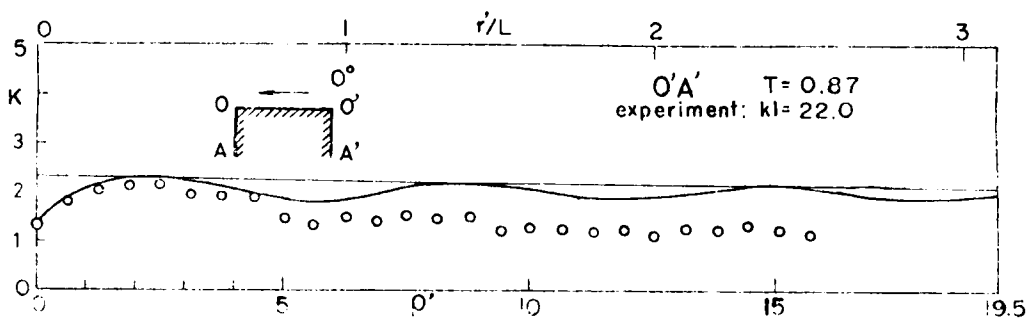
鉛直壁, $l = 3.5 \text{ m}$ , $h = 20 \text{ cm}$			
$\alpha$ ( $^\circ$ )	$T$ (sec)	$H$ (cm)	
		左	右
0	0.80	5.93	—
	0.87	5.48	—
	0.92	4.40	—
45	0.72	4.44	3.70
	0.76	5.37	4.19
	0.80	4.87	3.36
90	0.75	5.87	4.52
	0.81	5.19	4.78
	0.90	8.02	6.06



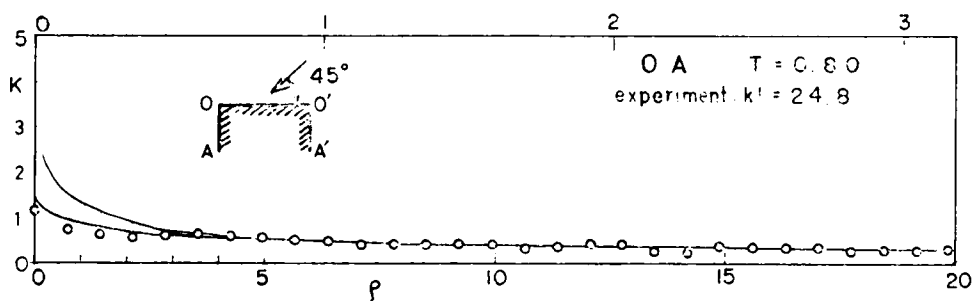
図一 4. 23 ビヤー状護岸に対する実験結果 (a)



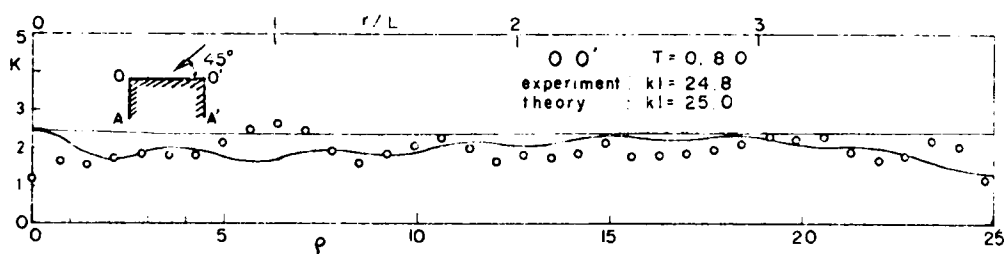
図一 4. 23 ビヤー状護岸に対する実験結果 (b)



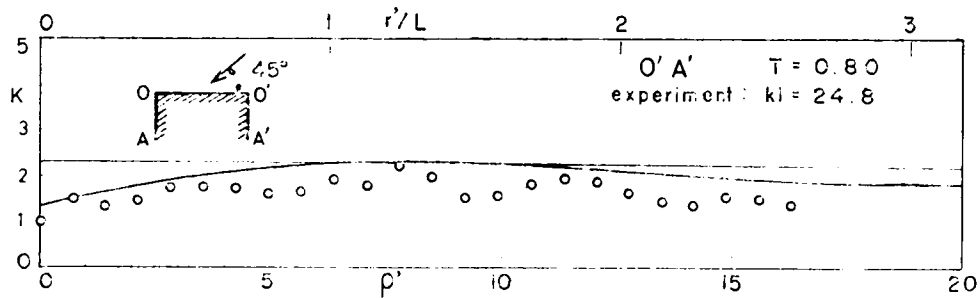
図一 4. 23 ビヤー状護岸に対する実験結果 (c)



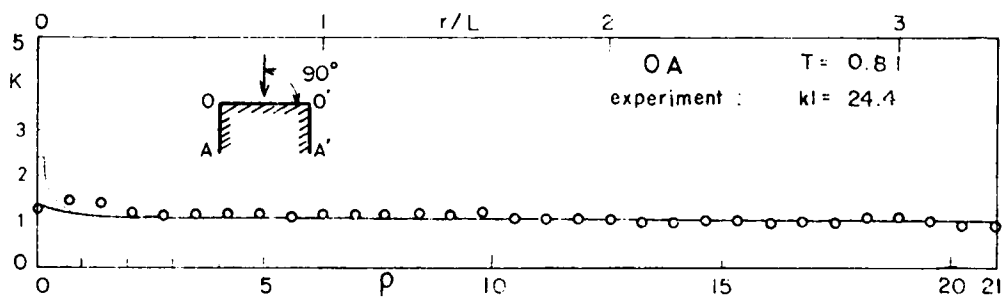
図一 4.24 ビヤ一状護岸に対する実験結果 (a)



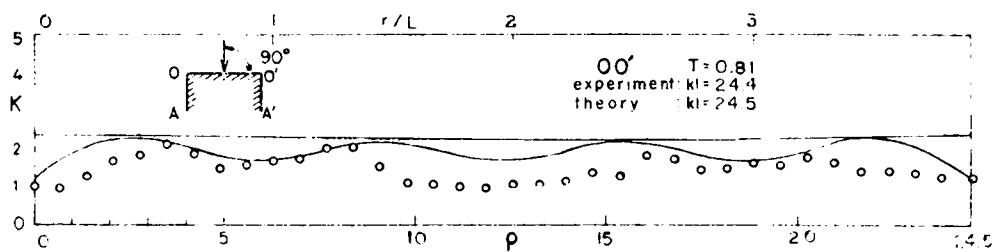
図一 4.24 ビヤ一状護岸に対する実験結果 (b)



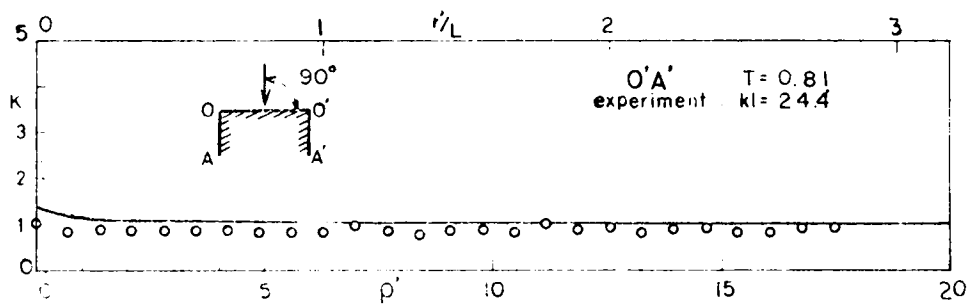
図一 4.24 ビヤ一状護岸に対する実験結果 (c)



図一 4. 25 ピヤー状護岸に対する実験結果 (a)



図一 4. 25 ピヤー状護岸に対する実験結果 (b)



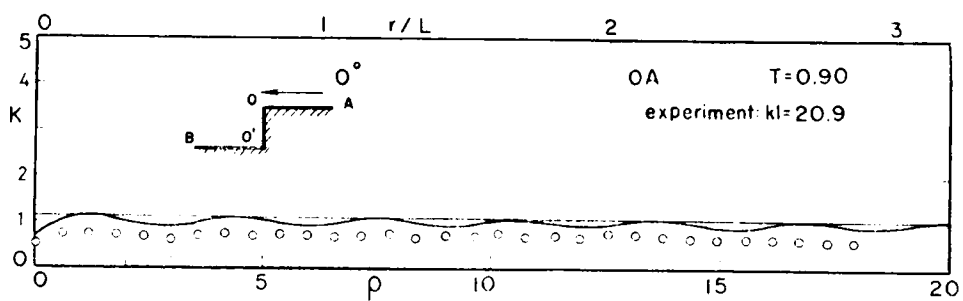
図一 4. 25 ピヤー状護岸に対する実験結果 (c)

つぎに，前章と同様の平面水槽における Z 型法線形状護岸についての実験に使用した入射角  $\alpha$ ，周期  $T$ ，波高  $H$  などの値を表－4.8 に示す。各法線における前面波高の実験結果は図－4.26～4.30 に示す。これらの図に併記してある太い実線は前節で得た理論曲線であり，細い実線は次節に示す計画前面波高の表示式による曲線である。

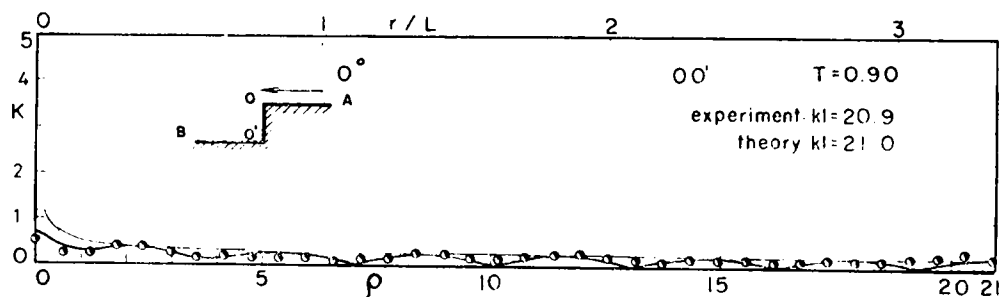
表－4.8 Z 型法線形状の実験に用いた値

鉛 直 壁 ， $h = 20 \text{ cm}$				
$\alpha$ ( $^{\circ}$ )	$l$ ( $\text{cm}$ )	$T$ ( $\text{sec}$ )	$H$ ( $\text{cm}$ )	
			左	右
0	350	0.80	5.98	—
		0.90	7.25	—
		1.00	5.78	—
45	350	0.80	6.52	—
		0.90	5.71	—
		1.00	4.63	—
90	350	0.80	4.82	5.97
		"	4.43	4.38
		0.87	6.47	5.33
		"	4.89	5.26
		0.92	6.32	5.27
		"	4.86	—
135	250	0.72	4.28	3.60
		"	4.89	3.82
		"	5.30	4.80
180	350	0.75	5.58	5.37
		0.81	5.01	4.93
		0.90	6.01	5.88

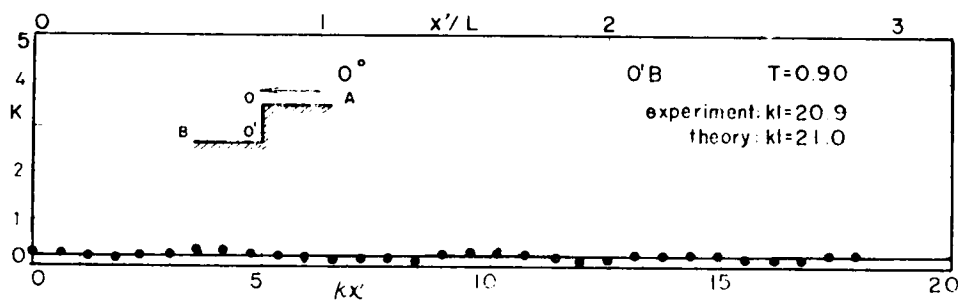




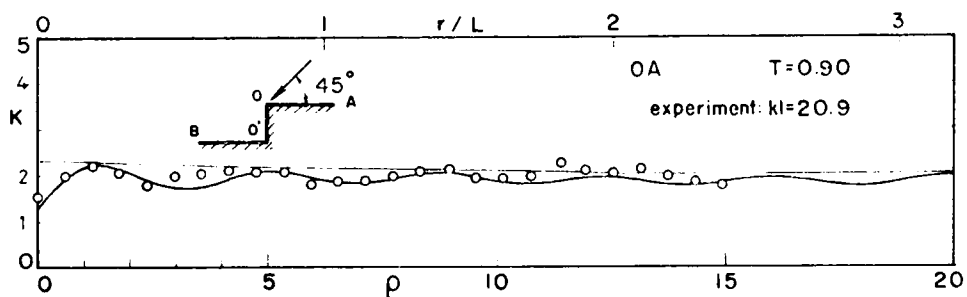
図一 4. 26 Z 型法線の前面波高 (a)



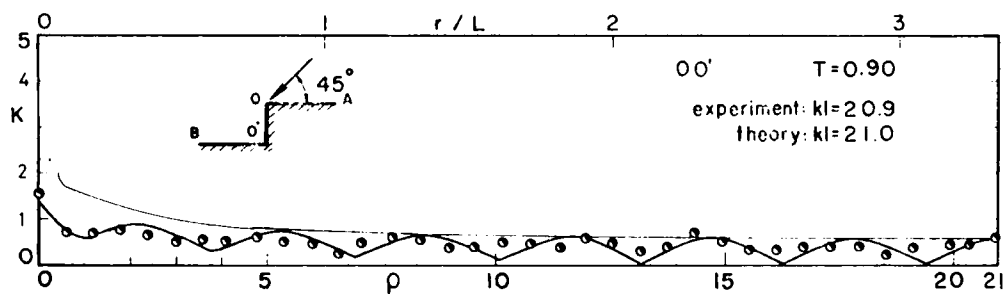
図一 4. 26 Z 型法線の前面波高 (b)



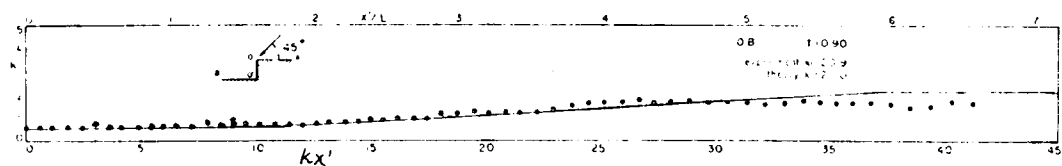
図一 4. 26 Z 型法線の前面波高 (c)



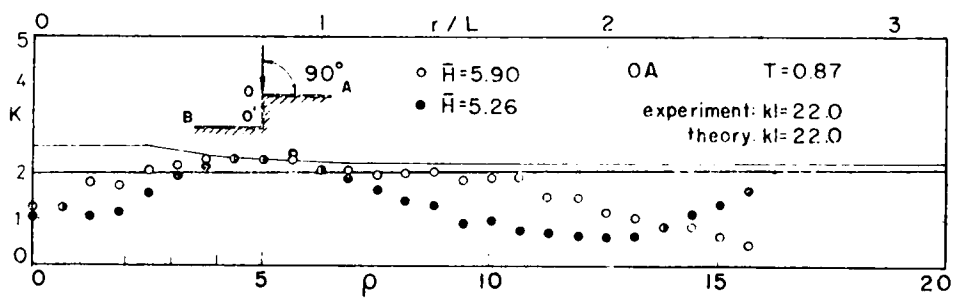
図一 4. 27 Z型法線の前面波高 (a)



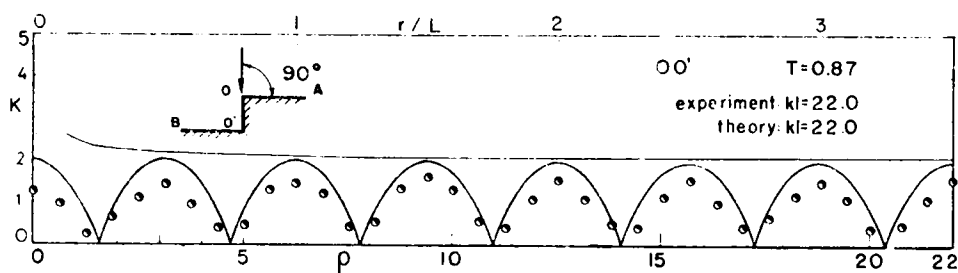
図一 4. 27 Z型法線の前面波高 (b)



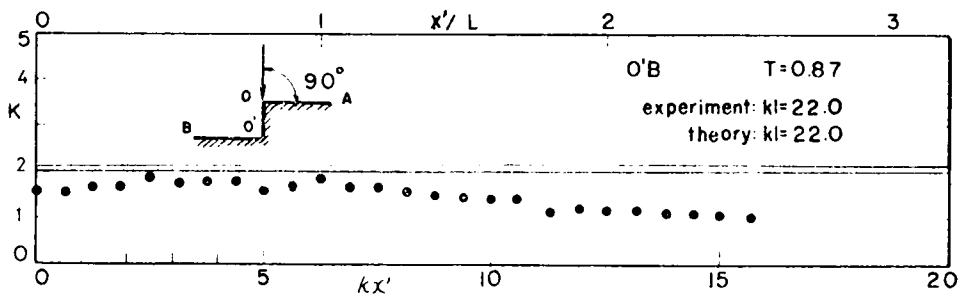
図一 4. 27 Z型法線の前面波高 (c)



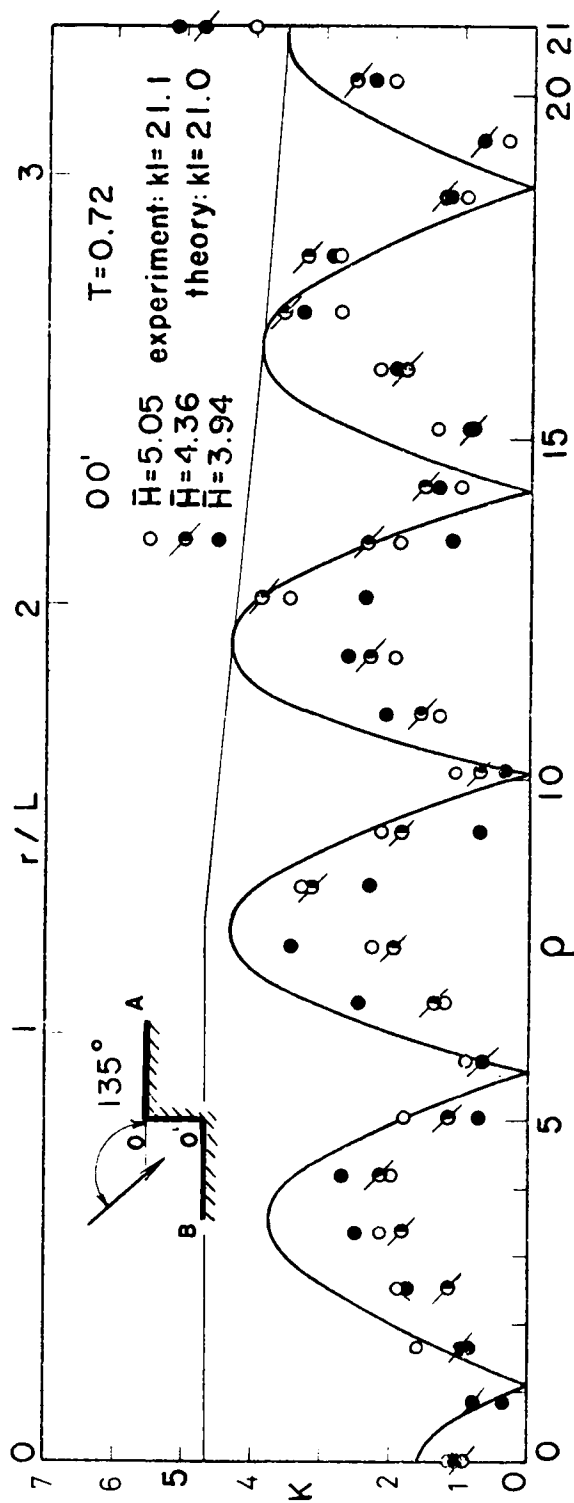
図一 4. 28 Z 型法線の前面波高 (a)



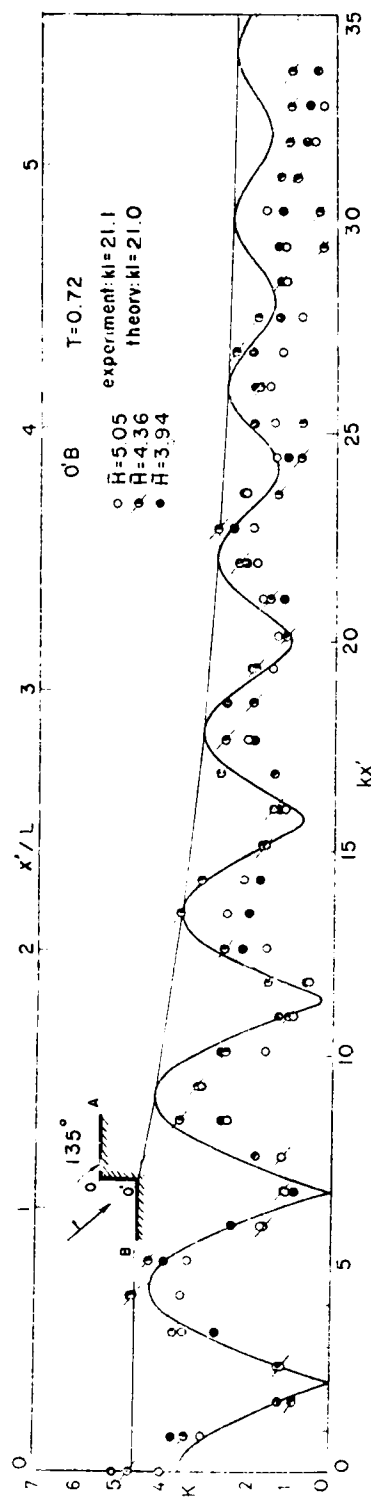
図一 4. 28 Z 型法線の前面波高 (b)



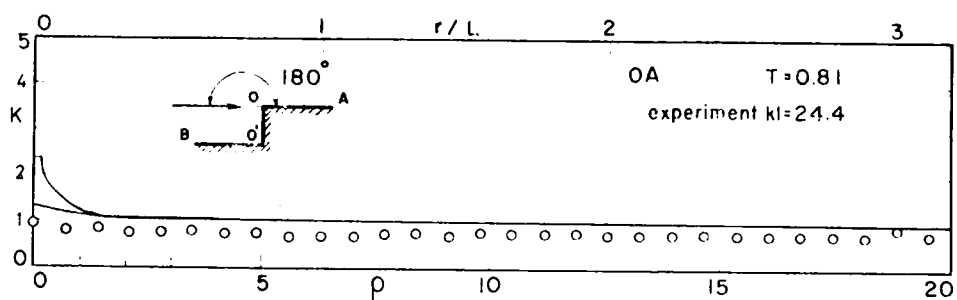
図一 4. 28 Z 型法線の前面波高 (c)



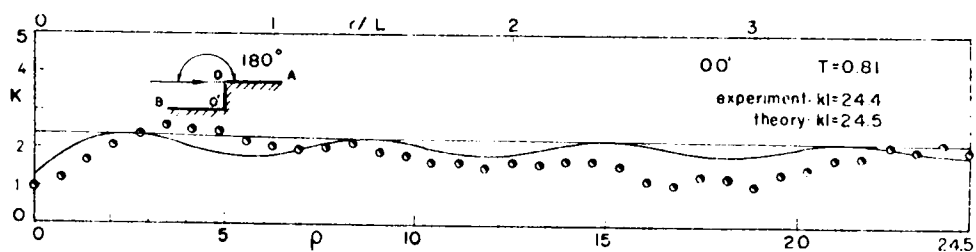
図一4.29 Z型法線の前面波高 (a)



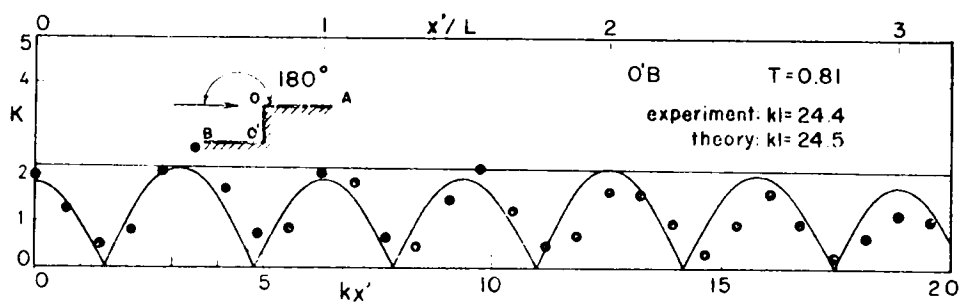
図一4.29 Z型法線の前面波高 (b)



図一 4.30 Z型法線の前面波高 (a)



図一 4.30 Z型法線の前面波高 (b)



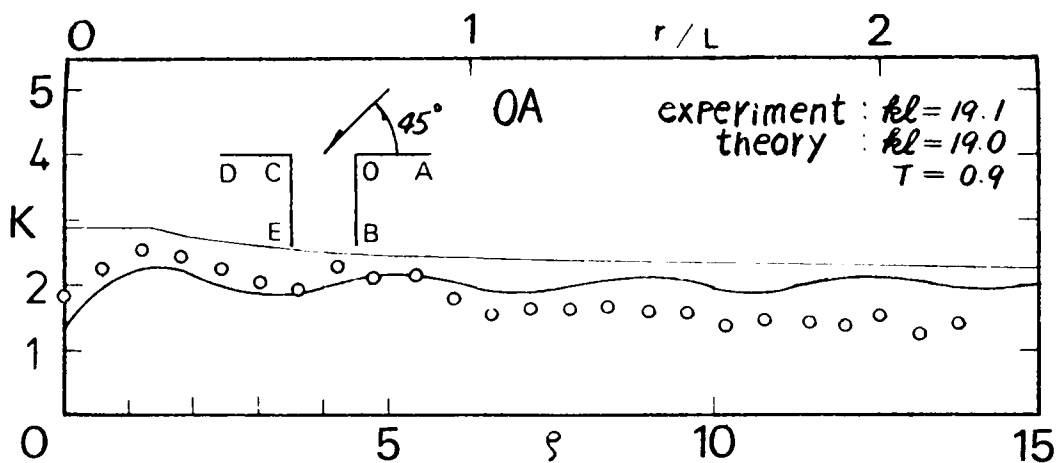
図一 4.30 Z型法線の前面波高 (c)

図－4.28 (a) に示す  $\alpha = 90^\circ$  の場合の法線OAに沿う波高を除けば，実験値と理論曲線とはかなり良く一致している。この図－4.28 (a) における不一致の原因として，以下のことが考えられる。すなわち，法線O'Bの前方水面に生じる重複波の腹または節の位置が変化すると，法線OAの前面波高に対し， $\pi/2 < \alpha < \pi$  の場合には相対OO' 法線長  $kl$  を変えたのと同様な影響を与える。 $kl$  の相対的变化は  $\alpha = 90^\circ$  の場合が最も大きく，したがって，この場合の法線OAにおける前面波高の実験値と理論曲線とは，あまり一致しなかったものと考えられる。水槽の幅の制約により， $\alpha = 3\pi/4$  の場合の法線OAについての実験を行うことができなかったが，この場合も同様であると推定される。しかし，図－4.28 (a) に記入した細い実線を見ればわかるように，次節に示す計画前面波高を用いれば，このような問題点は解決できよう。

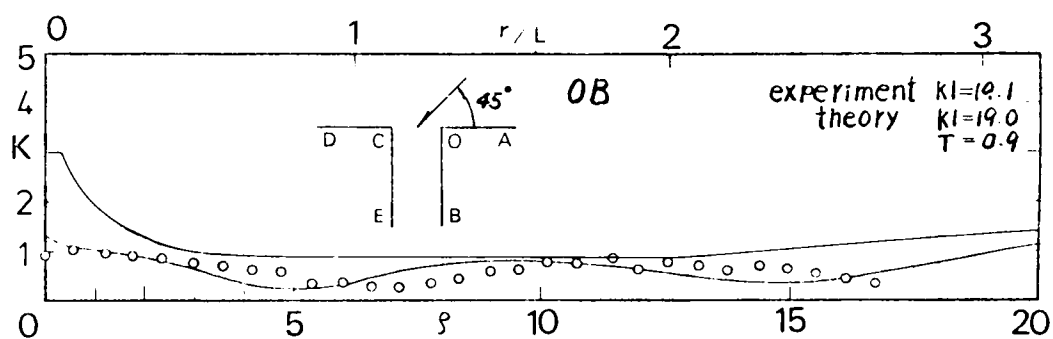
最後に，広い河口状護岸についての実験は，表－4.9 に示す入射角  $\alpha$ ，周期  $T$ ，波高  $H$  などの値を用いて，前章と同様の平面水槽において行った。各法線における前面波高の実験結果は図－4.31 および 4.32 に示す。前述と同様に，これらの図に併記してある太い実線は前節で得た理論曲線であり，細い実線は後節に示す計画前面波高である。図－4.31 (d) に示す  $\alpha = 45^\circ$  の場合の法線CDに沿う波高を除けば，実験値と理論曲線とはかなり良く一致している。この図－4.31 (d) における不一致の原因は， $\alpha = 45^\circ$  の場合に法線CDが比較的に接近している水槽側壁の消波装置からの再反射波の影響によるものと思われる。

表－4.9 河口状護岸に対する  
実験に用いた値

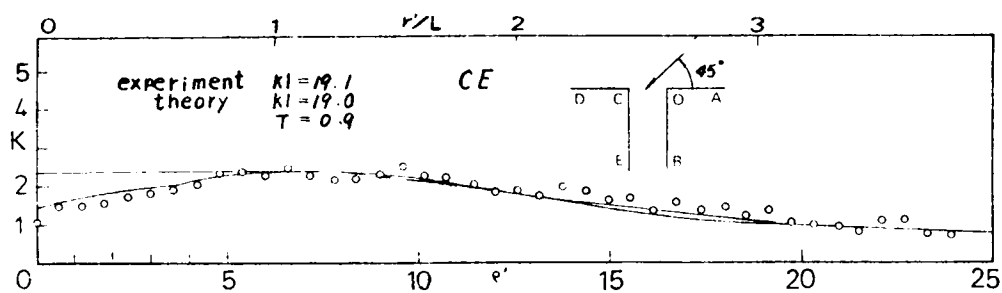
鉛 直 壁	
$h = 20 \text{ cm}$	
$l = 2.2 \text{ m}$	
$T = 0.7 \text{ sec}$	
$\alpha \quad (^\circ)$	$H \quad (\text{cm})$
45	2.93
90	3.07



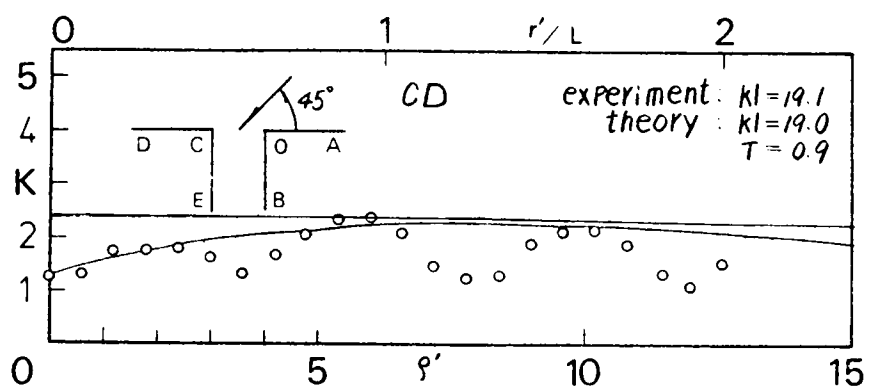
図一 4. 31 河口状護岸の前面波高 (a)



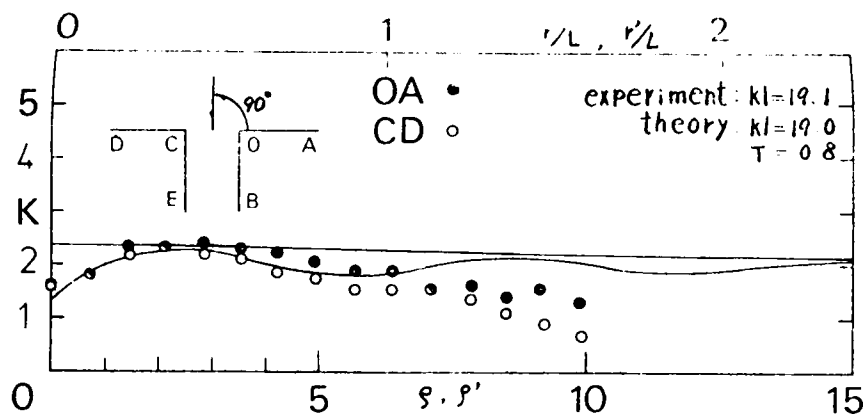
図一 4. 31 河口状護岸の前面波高 (b)



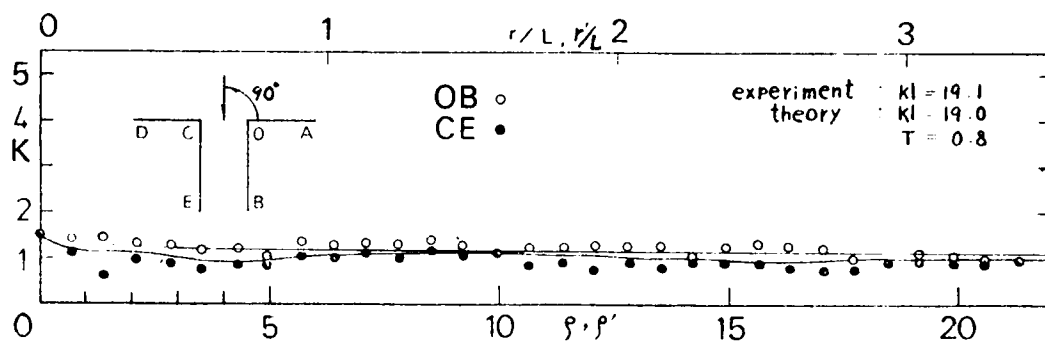
図一 4. 31 河口状護岸の前面波高 (c)



図一 4. 31 河口状護岸の前面波高 (d)



図一 4. 32 河口状護岸の前面波高 (a)



図一 4. 32 河口状護岸の前面波高 (b)



### 4.3.3 計画前面波高

4.3.1に示した理論解に，4.2.3で得た単純隅角に対する近似解を代入し，各項の絶対値を合計すれば，複合隅角に対する計画前面波高の表示式が得られる。このようにして求めたビヤ-状護岸，Z型法線状護岸，広い河口状護岸に対する計画前面波高を，それぞれ以下に示す。なお， $\rho_1$ ， $\rho'_1$ は，図-4.14に例示したように，計画前面波高の表示式が使用できない地点または範囲を与える相対距離である。

〔ビヤ-状護岸〕

以下の式において， $A(\rho) \equiv \sqrt{2/(3\pi\rho)}$ である。

$\alpha = 0$  の場合

$$\left. \begin{array}{l} \text{法線OA: } K(\rho) = A(\rho) \\ \text{法線OO': } \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = 3\pi/8 \\ \rho'_1 = 3\pi/8 \\ K(\rho) = 1 + (1/3) \{ A(\rho) + A(kl - \rho) \} \end{array} \right. \\ \text{法線O'A': } \left\{ \begin{array}{l} \rho'_1 = 3\pi/4 \\ K(\rho') = 2 + A(\rho') \end{array} \right. \end{array} \right\} (4.3.18)$$

$0 < \alpha < \pi/2$  の場合

$$\left. \begin{array}{l} \text{OA: } K(\rho) = 2A(\rho) / |1 - 2\cos \frac{2}{3}\alpha| \\ \text{OO': } \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = (3\pi/4) / (1 + \cos \alpha) \\ \rho'_1 = (3\pi/4) / (1 - \cos \alpha) \end{array} \right. \end{array} \right\}$$

$$O'A' : \left\{ \begin{array}{l} K(\rho) = 2 + 2A(\rho) / |1 + 2\cos \frac{2}{3}\alpha| \\ \quad + 2A(kl - \rho) / |1 + 2\cos \frac{2}{3}(\pi - \alpha)| \\ \rho'_1 = (3\pi/4) / (1 - \sin \alpha) \\ K(\rho') = 2 + 2A(\rho') / |1 - 2\cos \frac{2}{3}(\pi - \alpha)| \end{array} \right\} (4.3.19)$$

$\alpha = \pi/2$  の場合

$$\begin{array}{l} OA (= O'A') : K(\rho) = 1 + (1/3)A(\rho) \\ \\ OO' : \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = 3\pi/4 \\ \rho'_1 = 3\pi/4 \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) + A(kl - \rho) \end{array} \right\} (4.3.20) \end{array}$$

以上の式に基づく計画前面波高は，前述のように，前面波高の実験結果および電子計算機による理論曲線とともに，図－4.23～4.25に細い実線で示す。計画前面波高は，太い実線で示す理論曲線の極大値を包絡するものであるが，法線 $OO'$ においては，計画前面波高が理論曲線の極大値よりも大きい場合がある。これはつぎの理由によるものである。すなわち，法線 $OO'$ の相対長さ $kl$ が $\pm \pi / (2 \cos \alpha)$ の範囲内で変化しても，両隅角点で発生する散乱波の位相が異なってきて法線 $OO'$ の前面波高はかなり変化する。計画前面波高としては，この $kl$ の変化範囲内における最大の前面波高を採用したため，理論曲線の極大値より大きくなる場合が起ってくるのである。実際の海面の波は，いろいろの波長をもつ波が共存すると考えられる不規則波であるし，また，計画波の波長のとり方に若干の誤差を伴うことを考慮すれば，このような計画前面波高を採用することは合理的であると思われる。

反射率の減少を考慮に入れると，この突堤状護岸において実際に大きい前

面波高が発生するのは，(4.3.18)～(4.3.20)式により，入射角が  $\pi/4$  から  $3\pi/4$  までのときの法線  $OO'$  に沿ってであろう。また，この場合に，法線の中央付近の前面波高よりも両隅角点に近いそれぞれの地点における前面波高の方が大きい。

〔Z型法線形状護岸〕

以下の式において， $A(\rho) \equiv \sqrt{2/(3\pi\rho)}$ ， $\rho' \equiv \sqrt{(kx')^2 + (kl)^2}$ ， $\theta' \equiv \pi + \tan^{-1}(kl/kx')$  である。

$\alpha = 0$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \text{法線OA} : & \begin{cases} \rho_1 = 3\pi/8 \\ K(\rho) = 1 + (1/3)A(\rho) \end{cases} \\ \text{法線OO'} : & \begin{cases} \rho_1 = 3\pi/4 \\ K(\rho) = A(\rho) + A(2kl - \rho) \end{cases} \\ \text{法線O'B} : & \begin{cases} 0 \leq kx' \leq 2(kl)^2/3\pi - 3\pi/8 \\ K(x') = 2A(\rho') / |1 + 2\cos \frac{2}{3}\theta'| \end{cases} \end{aligned} \right\} (4.3.21)$$

$0 < \alpha < \pi/2$  の場合

$$\left. \begin{aligned} \text{OA} : & \begin{cases} \rho_1 = (3\pi/4) / (1 + \cos \alpha) \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho) / |1 + 2\cos \frac{2}{3}\alpha| \end{cases} \\ \text{OO'} : & \begin{cases} \rho_1 = (3\pi/4) / (1 - \sin \alpha) \\ K(\rho) = \{A(\rho) + A(2kl - \rho)\} \cdot 2 / |1 - 2\cos \frac{2}{3}\alpha| \end{cases} \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned}
& \left\{ \begin{aligned} & 0 \leq kx' \leq kl / \tan \alpha - (3\pi/4 \sin^2 \alpha) \cdot \\ & \{ -\cos \alpha + \sqrt{1 + (8/3\pi) kl \sin \alpha} \} \\ & K(x') = 2A(\rho) \cdot |1 / \{ 1 + 2 \cos \frac{2}{3}(\theta' - \alpha) \} \\ & \quad + 1 / \{ 1 + 2 \cos \frac{2}{3}(\theta' + \alpha) \} \} \end{aligned} \right\} (4.3.22) \\
\text{O'B : } & \left\{ \begin{aligned} & kx' = kl / \tan \alpha \\ & K = 1 + A(kl / \sin \alpha) / |1 + 2 \cos \frac{2}{3} \\ & \quad (\pi + 2\alpha)| \end{aligned} \right\} \\
& \left\{ \begin{aligned} & kx' \geq kl \tan \alpha + (3\pi/4 \sin^2 \alpha) \cdot \\ & \{ \cos \alpha + \sqrt{1 + (8/3\pi) kl \sin \alpha} \} \\ & K(x') = 2 + 2A(\rho') \cdot |1 / \{ 1 + 2 \cos \\ & \quad \frac{2}{3}(\theta' - \alpha) \} + 1 / \{ 1 + 2 \cos \frac{2}{3} \\ & \quad (\theta' + \alpha) \} | \end{aligned} \right\}
\end{aligned}$$

$\alpha = \pi/2$  の場合

$$\begin{aligned}
\text{OA : } & \left\{ \begin{aligned} & \rho_1 = 3\pi/4 \\ & K(\rho) = 2 + 2A(\rho) \end{aligned} \right\} \\
\text{OO' : } & \left\{ \begin{aligned} & \rho_1 = 3\pi/8 \\ & K(\rho) = 2 + (2/3) \{ A(\rho) + A(2kl - \rho) \} \end{aligned} \right\} \\
\text{O'B : } & \left\{ \begin{aligned} & kx' \geq \sqrt{(3\pi/2)(kl + 3\pi/8)} \\ & K(x') = 2 + 2A(\rho') \{ |1 / \{ 1 + 2 \cos \frac{2}{3} \\ & \quad (\theta' - \pi/2) \} + 1 / \{ 1 + 2 \cos \frac{2}{3}(\theta' + \\ & \quad \pi/2) \} | + |1 / \{ 1 + 2 \cos \frac{2}{3}(3\pi/2 - \theta') \} | \} \end{aligned} \right\} (4.3.23)
\end{aligned}$$

$\pi/2 < \alpha < \pi$  の場合

$$\begin{array}{l}
 \text{OA : } \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = (3\pi/4) / (1 + \cos \alpha) \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho) \{ 1/|1 + 2\cos \frac{2}{3}\alpha| + \\ \quad 1/|1 - 2\cos \frac{2}{3}(\alpha - \pi/2)| \} \end{array} \right. \\
 \\
 \text{OO' : } \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 \doteq (3\pi/4) / (1 - \sin \alpha) \\ K(\rho) = 4 + 2\{A(\rho) + A(2kl - \rho)\} \{ 1/ \\ \quad |1 - 2\cos \frac{2}{3}\alpha| + 1/|1 + 2\cos \frac{2}{3} \\ \quad (\alpha - \pi/2)| \} \end{array} \right. \\
 \\
 \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq kx' \leq kl \tan(\alpha - \pi/2) - \{3\pi/4 \cos^2 \\ \quad (\alpha - \pi/2)\} \{-\sin(\alpha - \pi/2) + \\ \quad \sqrt{1 + (8/3\pi)kl \cos(\alpha - \pi/2)}\} \\ K(x') = 4 + 2A(\rho') \{ |1/|1 + 2\cos \frac{2}{3}(\theta' - \\ \quad \alpha)| + 1/|1 + 2\cos \frac{2}{3}(\theta' + \alpha)| + \\ \quad |1/|1 + 2\cos \frac{2}{3}(-\theta' - \alpha + 2\pi)| + \\ \quad 1/|1 + 2\cos \frac{2}{3}(-\theta' + \alpha + \pi)| \} \} \\ \\ kx' = kl \tan(\alpha - \pi/2) \\ K = 3 + 2A(kl/\sin \alpha) \{ 1/|1 + 2\cos \frac{4}{3} \\ \quad (\pi - \alpha)| + 1/3 + 1/|1 + 2\cos \frac{4}{3}(\alpha - \\ \quad \pi/2)| \} \end{array} \right. \quad (4.3.24)
 \end{array}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} kx' \geq kl \tan(\alpha - \pi/2) + \{3\pi/4 \cos^2(\alpha - \pi/2)\} \cdot \{ \sin(\alpha - \pi/2) + \sqrt{1 + (8/3\pi) \cdot} \\ \quad \overline{kl \cos(\alpha - \pi/2)} \} \\ K(x') = 2 + 2A(\rho') \{ |1/\{1 + 2\cos\frac{2}{3}(\theta' - \alpha)\} + 1/\{1 + 2\cos\frac{2}{3}(\theta' + \alpha)\} + \\ \quad |1/\{1 + 2\cos\frac{2}{3}(-\theta' - \alpha + 2\pi)\} + \\ \quad 1/\{1 + 2\cos\frac{2}{3}(-\theta' + \alpha + \pi)\} | \} \end{array} \right.$$

$\alpha = \pi$  の場合

$$\left. \begin{array}{l} \text{OA : } \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = 3\pi/8 \\ K(\rho) = 1 + (1/3)A(\rho) \end{array} \right. \\ \text{OO' : } \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = 3\pi/4 \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) + A(2kl - \rho) \end{array} \right. \\ \text{O'B : } \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq kx' \leq (2/3\pi)(kl)^2 - 3\pi/8 \\ K(x') = 2 + 2A(\rho') \cdot |1/\{1 + 2\cos\frac{2}{3}(\theta' - \pi)\} + 1/\{1 + 2\cos\frac{2}{3}(-\theta' + 2\pi)\} | \end{array} \right. \end{array} \right\} (4.3.25)$$

以上の式に基づく計画前面波高は，前述のように前面波高の実験結果および電子計算機による理論曲線とともに，図-4.26～4.30に細い実線で示す。これらの図においても，計画前面波高は実験値および理論曲線をほぼ包絡しているのが認められる。ただし， $\alpha = \pi/2$  の場合の各法線に対する計画前面波高はこれらよりも大きい値になっているが，前述と同様に，波の不

規則性や計画波の波長の誤差を考慮すれば妥当なものと言えよう。なお、水槽の幅の制約により実験を行うことができなかったが、 $\alpha = 3\pi/4$  の場合の法線OAに対する計画前面波高も、他の実験結果から推定すれば、安全側にあるものと思われる。

(4.3.21) ~ (4.3.25) 式および反射率の減少を考慮してZ型法線形状護岸に発生する実際の前面波高を推定すれば、入射角が $\pi/2$ から $3\pi/4$ までのときに各法線の前面波高は他の入射角のときより大きく、凹隅角をなす部分の法線においてとくに大きいことがわかる。

〔広い河口状護岸〕

以下の式において、 $A(\rho) \equiv \sqrt{2/(3\pi\rho)}$ 、 $\rho'' \equiv \sqrt{\rho^2 + (kl)^2}$  または  $\sqrt{\rho'^2 + (kl)^2}$ 、 $\theta' \equiv \pi + \tan^{-1}(\rho/kl)$  である。

$0 < \alpha < \pi/2$  の場合

$$\text{OA} : \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = (3\pi/4)/(1 + \cos \alpha) \\ K(\rho) = 2 + 2A(\rho) + A(\rho + kl) \cdot 1/(1 + 2\cos \frac{2}{3}\alpha) + 1/\{1 + 2\cos \frac{2}{3}(2\pi - \alpha)\} \\ \left\{ \begin{array}{l} (3\pi/4)/(1 - \sin \alpha) \cdot \rho \cdot kl \tan \alpha - (3\pi/4\cos^2 \alpha) \{-\sin \alpha + \sqrt{1 + (8/3\pi)kl\cos \alpha}\} \\ K(\rho) = 2A(\rho)/\{1 - 2\cos \frac{2}{3}\alpha\} + 2A(\rho') \cdot 1/\{1 + 2\cos \frac{2}{3}(\theta' + \alpha - \pi)\} + 1/\{1 + 2\cos \frac{2}{3}(\theta' - \alpha + \pi)\} \\ \rho = kl \tan \alpha \end{array} \right. \end{array} \right.$$

$$\begin{array}{l}
\text{OB : } \left\{ \begin{array}{l}
K = 1 + 2A(kl \tan \alpha) / |1 - 2\cos \frac{2}{3}\alpha| \\
+ 2A(kl / \cos \alpha) / |1 + 2\cos \frac{4}{3}\alpha| \\
\rho = kl \tan \alpha + (3\pi / 4 \cos^2 \alpha) \{ \sin \alpha + \\
\sqrt{1 + (8/3\pi)kl \cos \alpha} \} \\
K = 2 + 2A(\rho) / |1 - 2\cos \frac{2}{3}\alpha| + 2A(\rho') \cdot \\
|1 / \{ 1 + 2\cos \frac{2}{3}(\theta' + \alpha - \pi) \} + 1 / \{ 1 + \\
2\cos \frac{2}{3}(\theta' - \alpha + \pi) \} |
\end{array} \right. \\
\\
\text{CD : } \left\{ \begin{array}{l}
\rho'_1 = (3\pi / 4) / (1 - \cos \alpha) \\
K(\rho') = 2 + A(\rho') / |1 + 2\cos \frac{2}{3}(\pi - \alpha)| \\
+ A(\rho' + kl) \cdot |1 / \{ 1 + 2\cos \frac{2}{3}(\pi \\
- \alpha) \} + 1 / \{ 1 + 2\cos \frac{2}{3}(\pi + \alpha) \} |
\end{array} \right. (4.3.26) \\
\\
\left\{ \begin{array}{l}
(3\pi/4)/(1 - \sin \alpha) \leq \rho' \leq kl \tan \alpha - \\
(3\pi/4 \cos^2 \alpha) \cdot \{ -\sin \alpha + \sqrt{1 + (8/3\pi) \cdot} \\
kl \cos \alpha} \} \\
K(\rho') = 2 + A(\rho') / |1 - 2\cos \frac{2}{3}(\pi - \alpha)| \\
+ 2A(\rho') \cdot |1 / \{ 1 + 2\cos \frac{2}{3}(\theta' - \\
\alpha) \} + 1 / \{ 1 + 2\cos \frac{2}{3}(\theta' + \alpha) \} |
\end{array} \right. \\
\\
\text{CE : } \left\{ \begin{array}{l}
\rho' = kl \tan \alpha \\
K = 1 + 2A(kl \tan \alpha) / |1 - 2\cos \frac{2}{3} \\
(\pi - \alpha)| + 2A(kl / \cos \alpha) / |1 + \\
2\cos \frac{2}{3}(\pi + 2\alpha)|
\end{array} \right.
\end{array}$$



$$\left\{ \begin{array}{l} \rho' = kl \tan \alpha + (3\pi/4 \cos^2 \alpha) \{ \sin \alpha + \\ \sqrt{1 + (8/3\pi) kl \cos \alpha} \} \\ K = 2 A(\rho') / |1 - 2 \cos \frac{2}{3}(\pi - \alpha)| + \\ 2 A(\rho') \cdot |1 / \{ 1 + 2 \cos \frac{2}{3}(\theta' - \alpha) \}| \\ + 1 / \{ 1 + 2 \cos \frac{2}{3}(\theta' + \alpha) \}| \end{array} \right.$$

$\alpha = \pi/2$  の場合

$$\left. \begin{array}{l} \text{OA ( = CD ) : } \left\{ \begin{array}{l} \rho_1 = 3\pi/4 \\ K(\rho) = 2 + A(\rho) + (1/2) A(\rho \\ + kl) \end{array} \right. \\ \\ \text{OB ( = CE ) : } \left\{ \begin{array}{l} \rho \geq 3\pi/8 \\ K(\rho) = 1 + (1/3) A(\rho) + 2 A \\ (\rho') \cdot |1 / \{ 1 + \cos \frac{2}{3} \\ (\theta' - \pi/2) \}| + 1 / \{ 1 + \\ \cos \frac{2}{3}(\theta' + \pi/2) \}| \end{array} \right. \end{array} \right\} (4.3.27)$$

以上において、 $\alpha = 0$  の場合をとりあげなかったが、これは  $\alpha \neq 0$  の場合にくらべて、どの法線の前面波高もきわめて小さいからである。また、 $\alpha \neq \pi/2$  の場合には、式中に示した範囲より河奥にある地点の計画前面波高を表示しなかった。この理由は、河道内で2回以上波が反射した地点より奥の護岸では、波は河道を横切ってかなりの距離を進行することになり、河道内の地形による屈折の影響を受けて精度が悪くなると考えられるからである。上の式に基づく計画前面波高は、実験結果および電子計算機による理論解と

ともに，図－4.3.1 および 4.3.2 に細い実線で示す。計画前面波高曲線はこれらをほぼ包絡するか，または前述と同様な理由により少し大きい値となっている。

反射率の減少を考慮に入れ，(4.3.26) および (4.3.27) 式により，この広い河口状護岸における実際の前面波高を推定すると，入射角がほぼ  $\pi/4$  のとき，海側護岸のそれぞれの河口隅角点付近に生じる単純隅角の場合とほぼ同様な前面波高の他に，左岸側河道護岸の河口に近い地点および右岸側河道護岸のそれより河奥にある地点において大きい前面波高が発生することがわかる。

#### 4.4 結 言

以上，いろいろな交角で屈折した折れ線状の法線形状をもつ埋立地護岸の前面波高をとりあげ，これまでの計画・設計に用いられてきた値よりもかなり大きくなる場合があることを示し，さらに，このように屈折した法線形状に対する計画前面波高を提案した。ここで，もう一度本章の成果を要約すると以下ようになる。

- (1) 凸  $60^\circ$ ，凸  $90^\circ$ ，凸  $120^\circ$ ，凹  $120^\circ$ ，凹  $90^\circ$ ，凹  $60^\circ$  の交角をもつ単純隅角の前面波高を理論解析および模型実験により求め，これらが一致することを確かめたのち，それぞれの単純隅角に対する計画前面波高算定式 (4.2.45)～(4.2.59) を近似理論により求めた。
- (2) 凸隅角においては，第1次極大前面波高発生位置  $\rho_1$  は交角とは無関係で入射角  $\alpha$  のみに関係し， $\alpha$  が鈍角になるほど  $\rho_1$  は大きくなる。第1次極大前面波高  $K_1$  の値は交角が小さくなるほど大きくなり，交角が  $0$ ，すなわち半島堤の場合に  $K_1$  は最大となる。この半島堤における  $K_1$  の値は入射角  $\alpha$  とは無関係に一定値であるが，その他の凸隅角においては， $\alpha$  が大きく

なるにつれ  $K_1$  の値は若干増加する。したがって、反射率の減少を考慮すれば、実際に凸隅角において大きい前面波高を生じ、その区間延長も長いのは、入射角  $\alpha$  が  $\pi/2$  から  $3\pi/4$  までと考えられ、さらにそれらのなかで前面波高の値が大きいのは半島堤の場合である。

(3) 凹  $90^\circ$  および凹  $60^\circ$  隅角においては散乱波が発生しないので、幾何光学的項のみにより前面波高を簡単に求めることができる。凹  $120^\circ$  隅角の場合には、入射角  $\alpha$  が  $\pi/3$  のときにのみ散乱波は発生せず、その他の  $\alpha$  の場合には発生する。 $\alpha$  が  $\pi/3$  に近づくほど第 1 次極大前面波高  $K_1$  は増大し、その位置  $\rho_1$  は小さくなる。以上の事実および反射率の減少を考慮すれば、凹  $120^\circ$  隅角において 4 より大きい  $K_1$  の値を生じるのは、 $\alpha$  がほぼ  $\pi/6$  のときであると考えられる。

(4) 単純隅角における散乱波の性質は、半島堤の場合とほぼ同様である。

(5) 複雑に屈折した法線形状をもつ臨海埋立地護岸の代表と思われるビヤース状護岸、Z 型法線形状護岸、広い河口状護岸における前面波高を理論解析および模型実験により求め、これらが比較的良好に一致することを確認したのち、計画前面波高算定式 (4.3.18) ~ (4.3.27) を導いた。

(6)  $kl$ , すなわち、相対ビヤース幅、Z 型の相対  $OO'$  法線長および相対河口幅のわずかな変化により極大前面波高の値はかなり変化し、これらのなかで最大の値を計画前面波高算定式は与える。実際の海の波は不規則波であるし、計画波の推算において波長にある程度の誤差を伴うことを考慮すれば、この計画前面波高算定式による前面波高は合理的であると思われる。

(7) 入射角が 0 または  $\pi$  に近いときに反射率が減少することを考慮すれば、実際に大きい前面波高が発生するのは、突堤状護岸においては入射角が  $\pi/4$  から  $3\pi/4$  までのときの先端部法線の両隅角点付近であり、Z 型法線形状護岸においては入射角が  $\pi/2$  から  $3\pi/4$  までのときの凹隅角をな

す法線部分であり，広い河口状護岸においては入射角が $\pi/4$ から $3\pi/4$ までのときの海側護岸のそれぞれの河口隅角点付近，および入射角がほぼ $\pi/4$ のときの左岸側河道護岸の河口隅角点付近と右岸側河道護岸のそれより河奥寄りの地点である。なお，以上はとくに大きい前面波高を生じる地点および入射角を指摘したものであって，これら以外にも単純隅角におけるよりも大きい前面波高が発生しているのである。

### 参 考 文 献

- 1) Stoker, J. J. ; Water waves , Pure and applied mathematics , vol . N , Interscience Publishers , Inc . , New York , 2nd printing , 1965 , pp . 109 ~ 132 .
- 2) Goldstein, M. and R. M. Thaler ; Recurrence techniques for the calculation of Bessel functions , MTAC , vol . 13 , 1959 , pp . 102 ~ 108 .
- 3) 林桂一，森口繁一；高等函数表，第2版，岩波，1967，pp . 296 ~ 298 .
- 4) ア・ゲ・スヴェシニコフ，ア・エヌ・チホノフ；複素関数論，総合図書，1969，pp . 221 ~ 238 .

## 第5章 護岸付帯構造物付近の前面波高

### 5.1 緒 言

地盤の標高が海面より低くてポンプ排水するような場合を除けば、廃水や内水を放流するために、埋立地護岸には排水路が開口しているのが普通である。また、東京湾、伊勢湾、大阪湾、有明海などのように、大きい高潮が発生する恐れがある沿岸に立地する場合には、高潮が内陸へ侵入するのを防止するために、排水路の出口に水門を設置することが多い。

小河川の河口付近の海岸堤防および水門付近の堤防が、伊勢湾台風により多大の損害を受けたことを第1章に述べたが、埋立地における排水路はこの小河川に相当するものと考えられ、したがって、排水路開口部付近や水門周辺の護岸が波浪災害を受ける可能性は大きいと思われる。

本章では、このような付帯構造物付近の護岸の計画・設計の基礎となる前面波高の性質を明らかにするため、第3章と同様な仮定に基づく理論解を示し、この数値計算結果と平面水槽における模型実験結果とを比較する。その後、これらの理論解から得られる近似解に基づいて、本研究が最終目標とする計画前面波高の算定式を提案する。なお、前章までと同様に、模型実験技術および精度の向上に役立つ排水路開口部付近の散乱波の性質も示す。

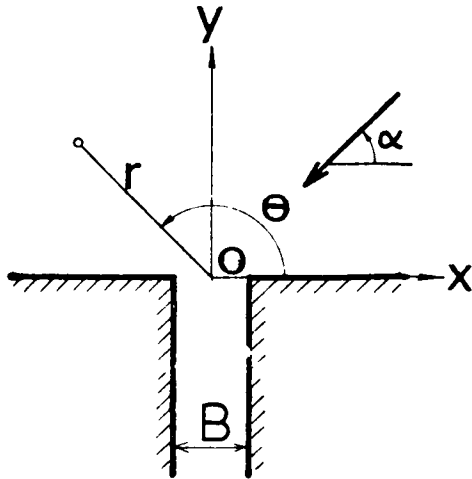
### 5.2 排水路開口部付近の前面波高

#### 5.2.1 理論とその考察

図-5.1に示す形状をもつ排水路開口部の前面海域および排水路内における波は、Ippen および合田の方法<sup>1)</sup>により、以下のように求められる。す

なわち， $y \geq 0$  の海域における波を，次式に示すように入射波および反射波の幾何光学的項ならびに散乱項  $x$  の合計の形で表わす。

$$f = \exp\{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)\} + \exp\{ik(x \cos \alpha - y \sin \alpha)\} + x(x, y) \quad (5.2.1)$$



図－5.1 排水路の座標

排水路内，すなわち  $|x| < B/2$ ， $y < 0$  における波は，一様な進行波と仮定し，次式で表わす。

$$f' = C \exp\{i(ky + \omega)\} \quad (5.2.2)$$

ここに， $C$  は水路内の進行波の振幅であり， $\omega$  は位相差である。これらの式が Helmholtz の式および境界条件を満足することから， $x$ ， $C$  および  $\omega$  は以下のようにして決定される。

すなわち，(5.2.1) 式を Helmholtz の式に代入し， $x$  についてつぎの Fourier 変換

$$X(\beta, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\beta x) \cdot x(x, y) dx \quad (5.2.3)$$

を行うと，

$$\partial^2 X / \partial y^2 - (\beta^2 - k^2) X = 0$$

となり，この一般解

$$X(\beta, y) = C_1(\beta) \cdot \exp(y\sqrt{\beta^2 - k^2}) + C_2(\beta) \cdot \exp(-y\sqrt{\beta^2 - k^2})$$

が得られる。 $x$  は無限遠方で消失するという条件から  $C_1 = 0$  とすべきで，したがって，

$$X(\beta, y) = C_2 \exp(-y\sqrt{\beta^2 - k^2}) \quad (5.2.4)$$

が求める解であることがわかる。つぎに、排水路開口地点  $y = 0$  において流速が連続であるという条件を用いて、以下のように  $C_2$  を求める。すなわち、

$$\left( \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\beta x) \cdot f dx \right)_{y=0} = -C_2 \sqrt{\beta^2 - k^2}$$

および

$$\left( \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\beta x) \cdot f' dx \right)_{y=0} = kC/\beta \cdot \exp(i\omega) \cdot \{ \exp(i\beta B/2) - \exp(-i\beta B/2) \}$$

の両者を等しいとおくと、次式に示すように  $C_2$  が決定される。

$$C_2 = -2ikC \exp(i\omega) \cdot \sin(\beta B/2) / (\beta \sqrt{\beta^2 - k^2})$$

この  $C_2$  を (5.2.4) 式に代入し、 $\beta$  について偶関数であることを考慮して  $X$  の逆変換を行うと、次式に示す所要の散乱項が得られる。

$$x(x, y) = -2C/\pi \cdot \exp(i\omega) \cdot \{ ik I_1(x, y) + k I_2(x, y) \} \quad (5.2.5)$$

ここに、

$$I_1(x, y) = \int_k^{\infty} \frac{\exp(y\sqrt{\beta^2 - k^2})}{\beta \sqrt{\beta^2 - k^2}} \sin(\beta B/2) \cdot \cos(\beta x) d\beta$$

$$I_2(x, y) = \int_0^k \frac{\exp(-iy\sqrt{k^2 - \beta^2})}{\beta \sqrt{k^2 - \beta^2}} \sin(\beta B/2) \cdot \cos(\beta x) d\beta$$

である。 $C$  と  $\omega$  とを求めるため、排水路開口地点  $y = 0$  における  $x$  方向についての平均水位が等しいという近似的条件を用いる。すなわち、

$$\frac{1}{B} \int_{-B/2}^{B/2} f(x, 0) dx = \frac{1}{B} \int_{-B/2}^{B/2} f'(x, 0) dx$$

表 - 5.1 C および  $\omega$  の値

$$C = C'' \frac{\sin(kB/2 \cdot \cos \alpha)}{kB/2 \cdot \cos \alpha}$$

の実数部と虚数部とから，次式に示すよう

に C および  $\omega$  がそれぞれ決定される。

$$C = \frac{\pi \sin(kB/2 \cdot \cos \alpha)}{kB/2 \cdot \cos \alpha \cdot \sqrt{(k\bar{I}_1)^2 + (k\bar{I}_2 + \pi/2)^2}} \quad (5.2.6)$$

$$\omega = \tan^{-1} \{ -k\bar{I}_1 / (k\bar{I}_2 + \pi/2) \} \quad (5.2.7)$$

ここに，

$$k\bar{I}_1(kB/2) = kB/2 \cdot \int_{kB/2}^{\infty} \frac{\sin^2 \xi}{\{\xi^2 \sqrt{\xi^2 - (kB/2)^2}\}} d\xi$$

$$k\bar{I}_2(kB/2) = kB/2 \cdot \int_0^{kB/2} \frac{\sin^2 \xi}{\{\xi^2 \sqrt{(kB/2)^2 - \xi^2}\}} d\xi$$

である。

$$C = \{ (kB/2) \cos \alpha / \{ \pi \sin(kB/2 \cdot$$

$\cos \alpha) \} \} = C''$  および  $\omega$  の数値計算結果は表 - 5.1 および図 - 5.2 に示す。

これらの  $C''$  および  $\omega$  を (5.2.5) および (5.2.1) 式に代入して  $\theta = 0$

と置き，絶対値をとれば，護岸に沿う前面波高が得られる。また，排水路側

壁に沿う前面波高は，(5.2.2) 式を見ればわかるように， $|C|$  である。

$\alpha = \pi/2$  に対するこれらの数値計算結果は図 - 5.3 に実線で示す。なお，

これらの理論解は，河口に來襲する津波に対して Buffer Domain 法を用いて桃井が求めた解<sup>2)</sup>のうちの第 1 次近似解と完全に一致するものである。

これらの理論曲線においても前章までと同様に，開口部付近の護岸に極大

$kB/2$	$C''$	$-\omega$
0.05	1.8915	0.1182
0.1	1.7877	0.1843
0.2	1.6120	0.2610
0.3	1.4751	0.2994
0.4	1.3678	0.3168
0.5	1.2825	0.3213
0.6	1.2139	0.3174
0.7	1.1582	0.3080
0.8	1.1127	0.2946
0.9	1.0755	0.2786
1.0	1.0451	0.2608
1.2	1.0003	0.2224
1.4	0.9723	0.1832
1.6	0.9569	0.1457
1.8	0.9513	0.1118
2.0	0.9533	0.0828
2.2	0.9608	0.0596
2.4	0.9720	0.0429
2.6	0.9848	0.0326
2.8	0.9975	0.0282
3.0	1.0082	0.0288



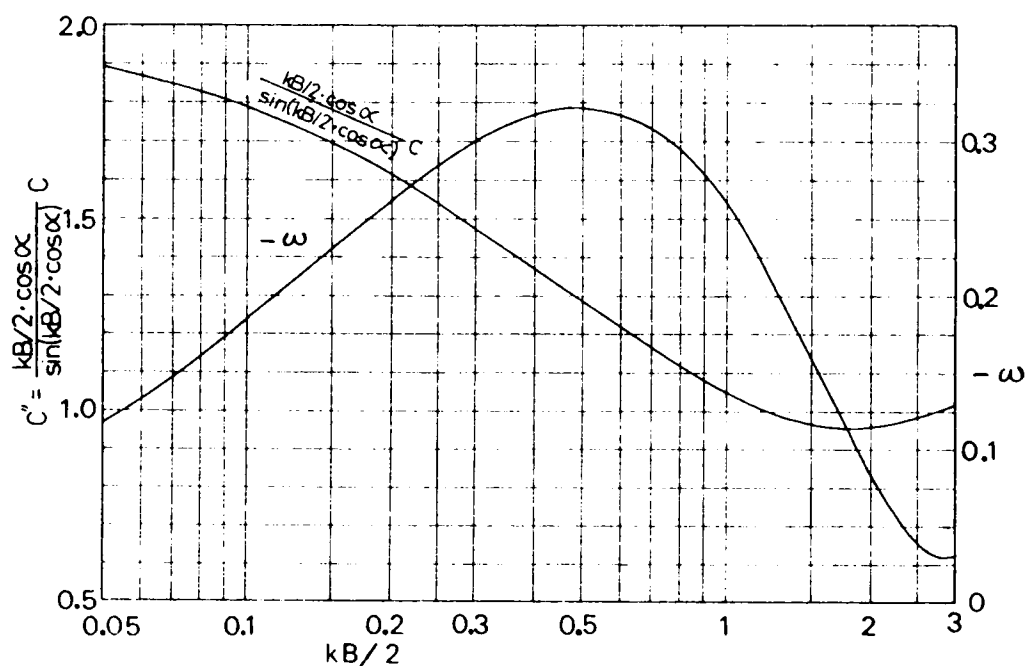


図-5.2  $C''$  および  $\omega$  の値

前面波高が発生し、開口部から離れるにしたがって極小・極大前面波高が交互に現われ、重複波の波高  $K = 2$  に収束する傾向が見られる。第1次極大前面波高  $K_1$  およびその発生位置  $x_1$  をさらに詳細に検討するため、相対水路幅  $B/L$  とこれらとの関係を示すと図-5.4の実線のようにになる。以上の図-5.2～5.4に示す数値計算結果から、つぎのような事実が見出される。

- (1) 排水路側壁に沿う前面波高は、相対水路幅  $B/L$  が小さくなるほど大きくなり、 $K = 2$  に近づく傾向にある。
- (2)  $\alpha = \pi/2$  の場合に、海側の護岸に発生する第1次極大前面波高は、 $B/L : 0.45$  のとき最大となり、 $K_1 : 2.38$ 、 $x_1/L : 0.58$  の値となる。

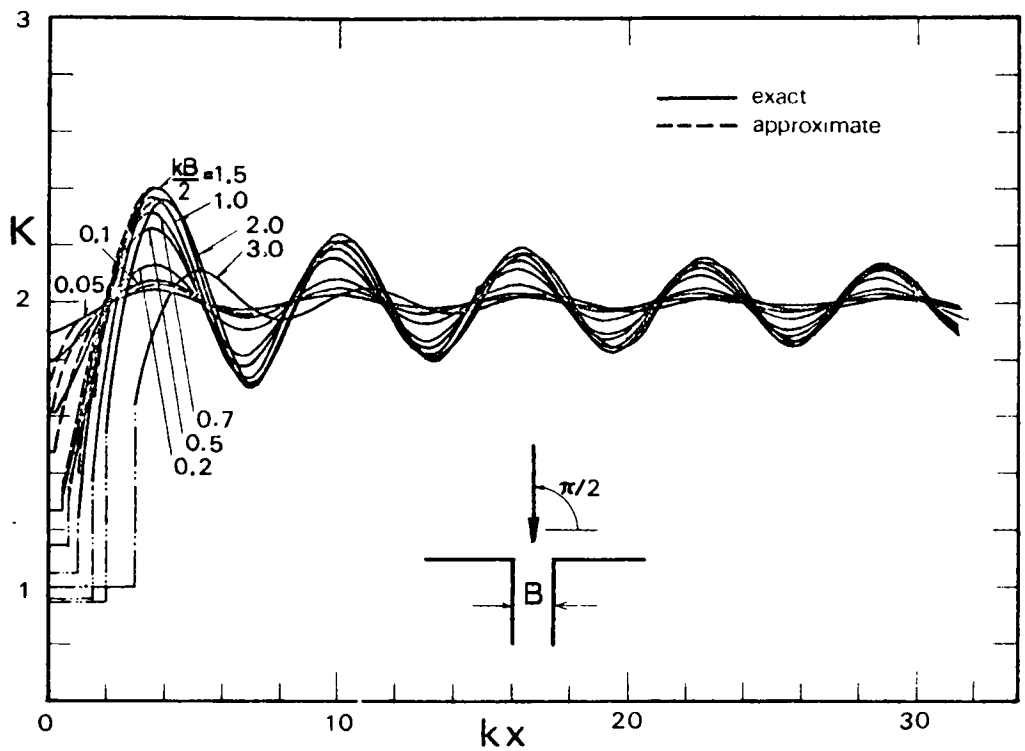


図 - 5. 3 排水路開口部付近の前面波高

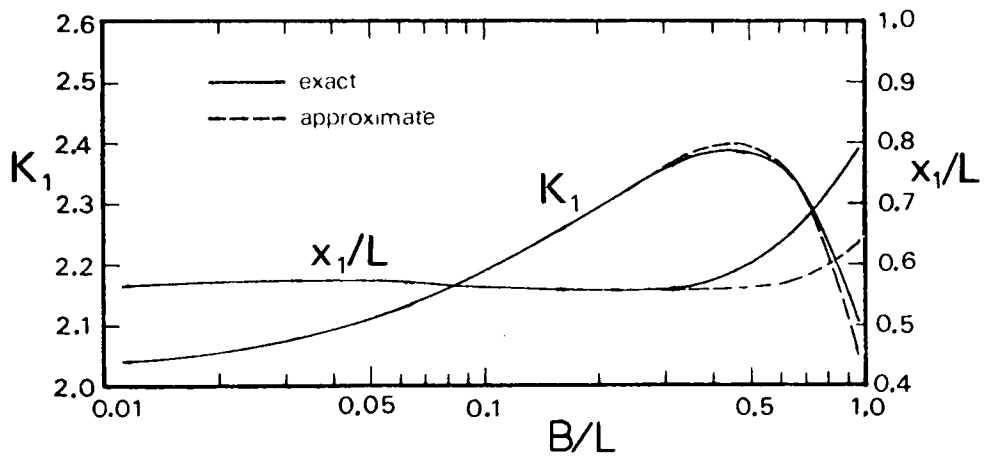


図 - 5. 4 第 1 次極大前面波高とその発生位置 ( $\alpha = \pi/2$ )

## 5.2.2 前面波高に関する実験

排水路開口部付近の前面波高に関する実験に用いた水槽および実験方法は、前章までと同様である。ただし、図-5.5に示すように、排水路中心線を2等分線とする左岸側のみの模型を使用した。この理由は、開口部から発生した散乱波が水槽側壁で反射し、ふたたび開口部に向かって進行することによる護岸前面波高への影響をできるだけ少なくするためである。実験に使用した入射角 $\alpha$ は $\pi/2$ の1種類で、水深 $h$ 、波の周期 $T$ 、排水路幅 $B$ 、入射波の波高 $H$ は表-5.2に示す。

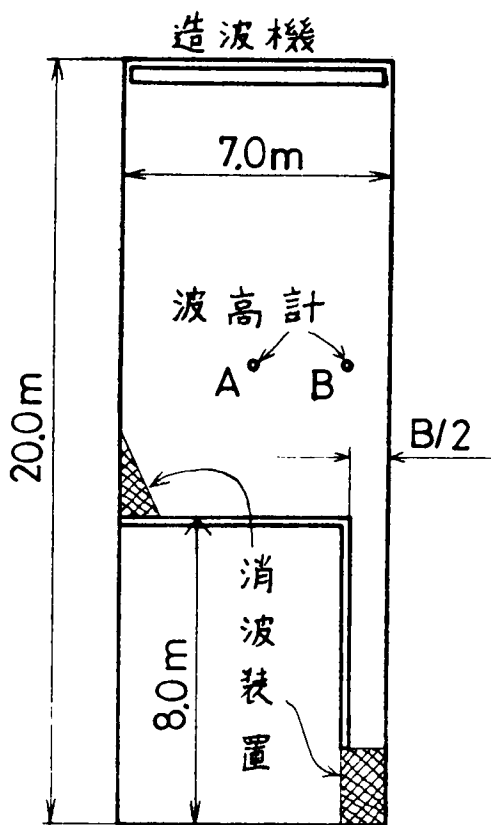


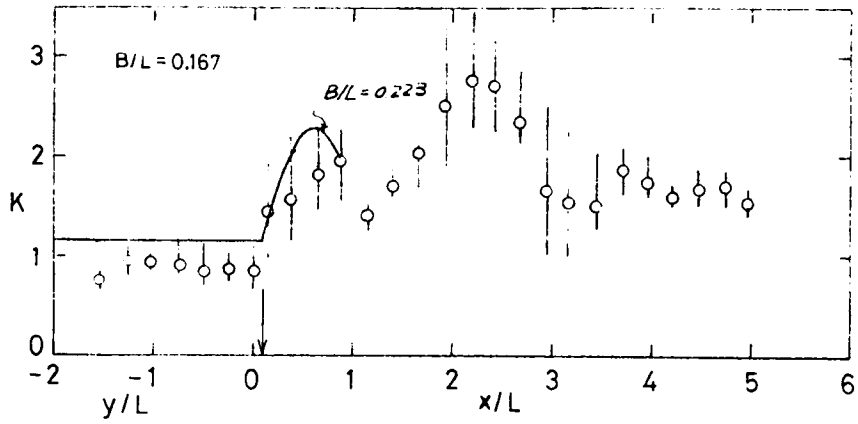
図-5.5 排水路模型の平面図

図-5.6(a), (b), (c)に実験結果を示すが、それぞれの横軸上に記入してある矢印は開口部における隅角地点を示すもので、いずれも開口部中心点から $B/2$ の距離にある。横軸の左方に排水路内の護岸に沿う

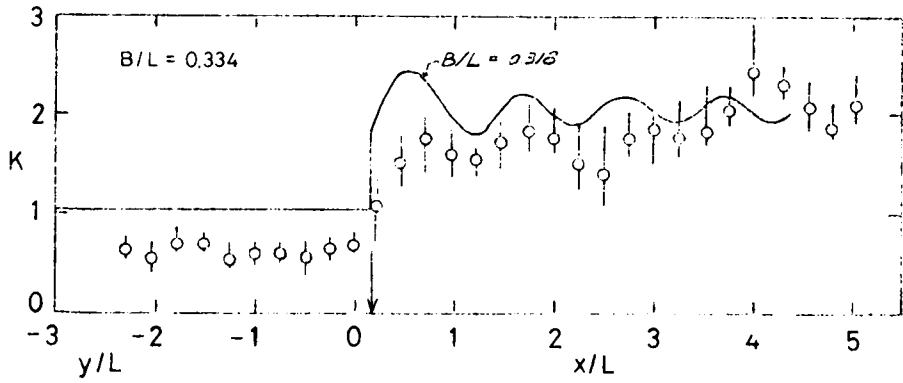
表-5.2 排水路の模型実験に用いた値

鉛直壁, $h = 20\text{ cm}$ $\alpha = 90^\circ, T = 0.8\text{ sec}$		
$B\text{ (cm)}$	$H\text{ (cm)}$	
	A 点	B 点
14.8	6.2	5.9
29.6	5.3	4.9
88.8	4.7	5.1

( a )



( b )



( c )

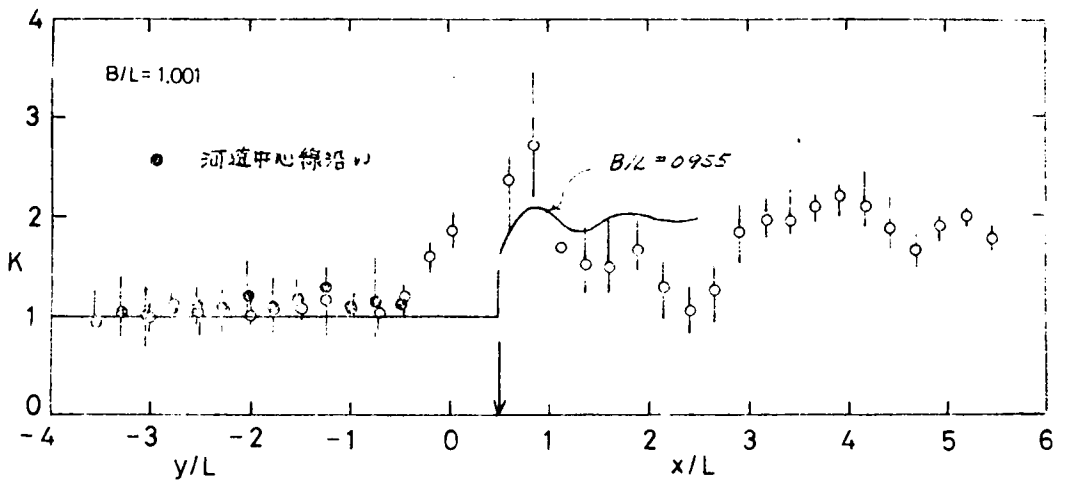


図- 5. 6 排水路開口部付近前面波高の実験結果

前面波高を示し、右方には海に面する護岸に沿う前面波高を示す。なお、図-5.6(c)の場合のみ、排水路中心線すなわち水槽側壁に沿う波高も示してある。これらの図中に併記してある太い曲線は、前述の理論曲線である。

これらの実験結果と理論曲線とを比較すると、以下のことが推論される。すなわち、極大および極小前面波高の発生位置に関しては、実験結果と理論曲線とはほぼ一致するようである。実験値は非常に散らばっているのが、前面波高の値に関しては、排水路幅が比較的広い  $B/L \div 1$  の場合を除き、理論値の方が実験値よりも大きくなる傾向を示している。この原因は、開口部の隅角点に発生する鉛直軸をもつ渦により開口部の有効幅が減少することによるものと推定される。なお、図-5.6(a)の  $x/L \div 2 \sim 2.5$  付近および(b)の  $x/L \div 4 \sim 4.5$  において、非常に大きい前面波高の実験値が認められるが、これらは水槽側壁に設置した消波装置に発生した新たな散乱波の影響によるものと思われる。 $B/L \div 1$  の場合には、上述のような開口部の有効幅の減少によると思われる現象は認められず、逆に実験値の方が理論値より大きくなる傾向がある。このように開口幅が比較的広い場合には、この理論は不適當であり、その適用限界は後述するように開口幅が比較的狭い  $B/L < 0.5$  の場合であると考えられる。

### 5.2.3 近似解および計画前面波高

第4章の2.3節に示した鞍部点法による漸近展開式

$$\int_c \Psi(z) \cdot \exp\{\rho \varphi(z)\} dz = \exp\{\rho \varphi(z_0)\} \cdot \sqrt{2\pi / \{|\rho| \varphi''(z_0)|\}} \cdot \Psi(z_0) \cdot \exp(i\Psi_m) + O(\rho^{-5/2})$$

を(5.2.5)式に適用すると、散乱項は次式のように漸近展開される。

$$x(\rho, \theta) = C \{ \sin(kB/2 \cdot \cos \theta) / \cos \theta \} \cdot \sqrt{2/(\pi\rho)} \exp\{i(\rho \pi/4 - \omega)\} \quad (5.2.8)$$

この散乱項を(5.2.1)式に代入し、 $\alpha = \pi/2$ 、 $\theta = 0$  において絶対値をとれば、 $\alpha = \pi/2$  の入射波に対する海側の護岸に沿う前面波高の近似値が得られる。図-5.3に併記した破線はこれらの計算結果であり、2点鎖線の水平部分は排水路内の波高 $|C|$ である。前章までと同様にこの場合も第1次極大前面波高発生地点以遠において、漸近展開による近似値はもとの式による計算結果とほとんど一致している。なお、 $kB/2 = 3$  の場合に対しては、前述のようにこの理論の適用範囲外であるので、近似値の計算は行っていない。

上述の近似計算結果から、第1次極大前面波高 $K_1$ およびその位置 $x_1/L$ を取り出し、相対開口幅 $B/L$ との関係を示すと、図-5.4の破線のようになる。この図によれば、 $B/L > 0.3$ において近似度は悪くなってくるが、実用的には、 $K_1$ がほぼ最大となる点まで、すなわち、 $B/L < 0.5$ において近似式は成立するとしてよかろう。一般に排水路の幅は波長に比較してかなり狭いので、 $B/L < 0.5$ の範囲で成立する上述の近似式は、ほとんどの排水路に適用可能と思われる。

このような $B/L < 0.5$ の排水路に対して、前章までに用いたのと同様な方法により、 $\alpha \neq 0$ の場合の計画前面波高 $K(x)$ およびその適用範囲を示す第1次極大前面波高発生地点 $x_1$ を求めると以下の式のようになる。

#### 開口部左右護岸の計画前面波高

$$\left. \begin{aligned} x_1/L &= (5/8 + \omega/2\pi) / (1 \pm \cos \alpha) \\ K(x) &= 2 + C \sin(kB/2) \cdot \sqrt{2/(\pi kx)} \end{aligned} \right\} \quad (5.2.9)$$

ここに、 $C$ および $\omega$ は表-5.1または図-5.2に示すように $kB$ および $\alpha$ により定まる定数であり、複号の正は開口部右岸側、負は左岸側の護岸に対するものである。

## 排水路護岸の計画前面波高

$$K = C$$

$$(5.2.10)$$

$\alpha = \pi/2$  の場合，相対開口幅  $B/L$  が小さいほど排水路内の波高は大きくなり， $B/L = 0.45$  のときに開口部左右護岸の第1次極大前面波高  $K_1$  は最大となることを図-5.2および図-5.4に示した。ここでは，上の式に基づいて入射角  $\alpha$  の影響を以下に検討する。すなわち，相対開口幅  $kB$  が与えられたものとすれば，図-5.2または表-5.1により， $C$  は次式のようになる。

$$C = C''(kB) \cdot \{ \sin(kB/2 \cdot \cos \alpha) \} / \{ (kB/2) \cos \alpha \}$$

$$(5.2.11)$$

ここに， $C''(kB)$  は  $kB$  の値に対応してこれらの図または表から得られる定数である。

入射角  $\alpha$  の変化により，この  $C$  の値がどのように変化するかを検討するために，相対開口幅  $kB$  が 0.1 および 2.0 のそれぞれの場合について，(5.2.11) 式により  $C$  と  $\alpha$  との関係を求めると，図-5.7(a) に示す実線となる。この結果によれば， $kB$  が非常に小さい場合には  $C$  の値は  $\alpha$  とほとんど無関係に一定であり， $kB$  が比較的大きい場合には  $C$  の値は  $\alpha = \pi/2$  のとき最大となるが， $C$  の値に対して  $\alpha$  の影響はあまり大きくない。(5.2.10) 式によれば，この  $C$  の値は河道内の波高，すなわち排水路護岸の前面波高に等しい。したがって，この前面波高は入射角  $\alpha$  が  $\pi/2$  のとき最大となるが， $\alpha$  の影響による変化は小さく，相対開口幅  $kB$  が小さくなるほど  $\alpha$  の影響は鈍感になる。

つぎに，開口部左右護岸の第1次極大前面波高  $K_1$  およびその相対位置  $x_1/L$  に対する入射角  $\alpha$  の影響を検討するために，上述と同様に  $kB$  が 0.1

および 2.0 のそれぞれの場合について (5.2.9) 式により,  $\alpha$  と開口部左右護岸の  $x_1/L$  との関係を求めると, 図-5.7 (a) に併記した曲線となり,  $\alpha$  と開口部左右護岸の  $K_1$  との関係を求めると図-5.7 (b) に示す曲線となる。これらの図によれば,  $\alpha$  が小さくなるにつれて, 開口部左岸側護岸の  $x_1/L$  は急激に増大するが, 右岸側護岸の  $x_1/L$  はあまり変化せず, やや減少の傾向を示す。また, 左岸側右岸側ともに, 相対開口幅  $kB$  の変化は  $x_1/L$  にほとんど影響しない。第1次極大波高  $K_1$  の値は,  $\alpha$  が小さくなるにつれて, 開口部左岸側では大きく減少するが, 右岸側ではやや増大し,  $\alpha$

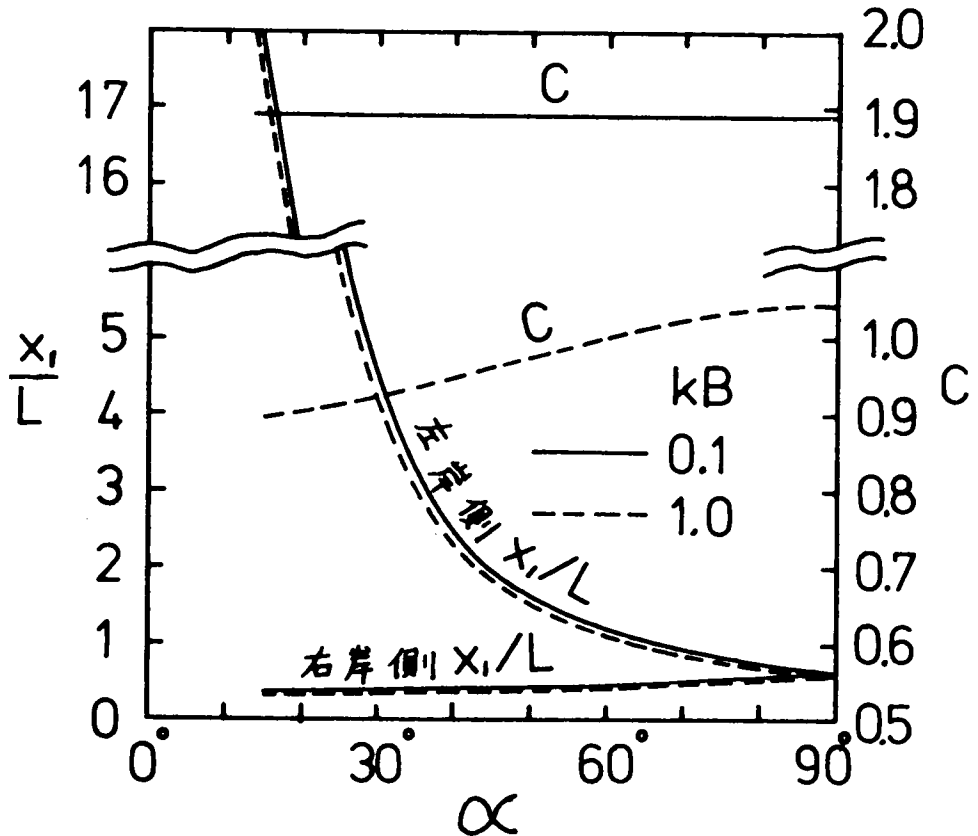
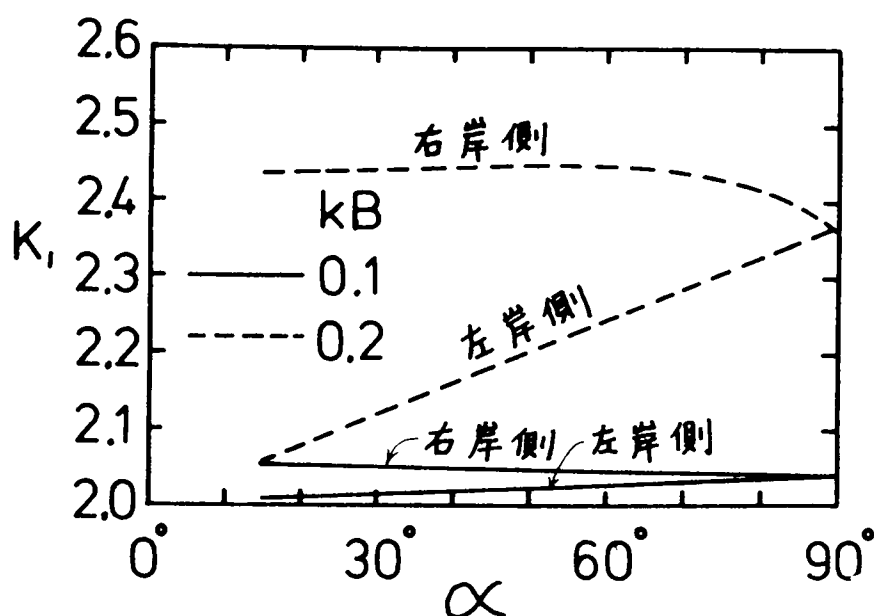


図-5.7 入射角  $\alpha$  と  $C$ ,  $K_1$ ,  $x_1/L$  との関係  
(a)  $C$  および  $x_1/L$





図—5.7 入射角  $\alpha$  と  $C, K_1, x_1/L$  との関係  
(b)  $K_1$

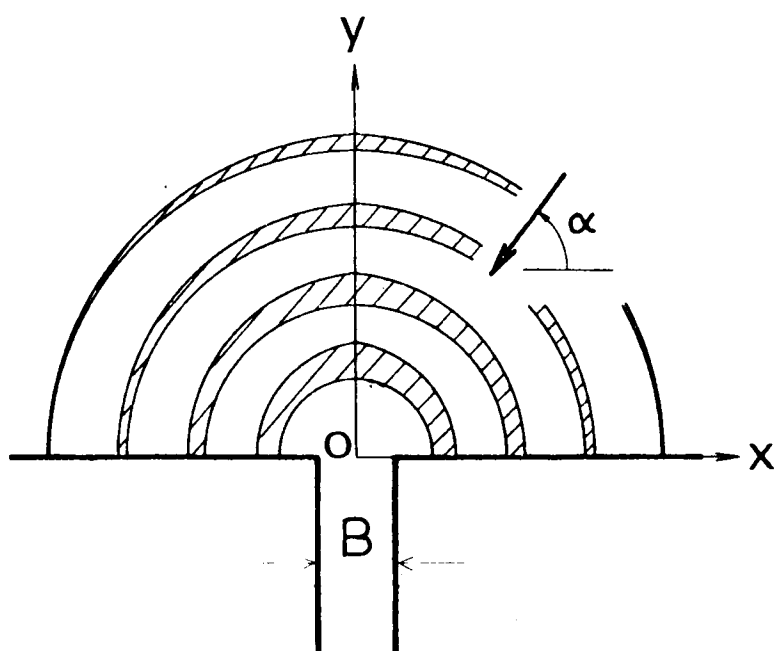
$< \pi/4$  で一定値に近づく傾向を示す。しかし、 $\alpha$  が小さくなると反射率は減少するので、実際に右岸側の第1次極大前面波高が大きいのは、 $\alpha$  が  $\pi/2$  から  $\pi/4$  までのときであると考えられる。

以上に述べた開口部左右護岸に発生する第1次極大前面波高および排水路内護岸の前面波高の検討結果をまとめるとつぎのようになる。

- (1) 排水路内護岸の前面波高は、入射角が  $\pi/2$  のとき最大となるが、 $\alpha$  の影響はわずかであり、相対開口幅  $k_B$  が小さくなるほど  $\alpha$  と無関係にほぼ一定値となる傾向を示す。
- (2) 入射角  $\alpha$  が  $\pi/2$  より小さくなるにつれて、開口部右岸側においては、第1次極大前面波高  $K_1$  はわずかに増大し、その相対位置  $x_1/L$  はやや減少するが、いずれも  $\alpha$  の変化に対して鈍感であり、 $\alpha < \pi/4$  ではほぼ一定値となる傾向を示す。開口部左岸側においては、 $\alpha$  の減少により  $x_1/L$

は急激に増大し，これにともなって  $K_1$  の値は大きく減少して完全重複波の波高  $K = 2.0$  に近づく。

- (3) 入射角  $\alpha$  が小さくなれば反射率は減少すること，および上の計算結果を考慮すれば，このような狭い幅をもつ排水路開口部付近，とくに右岸側の前面波高が実際に大きいのは， $\alpha$  が  $\pi/4$  から  $\pi/2$  までのときであると考えられる。



図－5.8 排水路開口部付近の散乱波の状態

散乱項の近似式 (5.2.8) から，排水路開口部の前面海域における散乱波の性質が直ちに判明する。すなわち，図－5.8 に示すように開口部中央を点源とし，入射波とほぼ等しい波長で同心円弧状に外方へ進み，波高は点源からの距離の平方根にほぼ反比例して減少する波となる。防波堤開口部の場合と同様に，散乱波の波高は開口幅に関係するのであるが，この場合にはさ

らに  $\alpha$  および  $\theta$  が散乱波の波高に関係する。すなわち、散乱波の波高が最大になるような入射角  $\alpha$  および座標角  $\theta$  は、(5.2.8) 式によれば、 $\alpha = \pi/2$  および  $\theta = \pi/2$  である。

### 5.3 水門付近の前面波高

#### 5.3.1 理論とその考察

水門で締め切った排水路開口部付近の護岸の前面波高は、Ippen・合田<sup>3)</sup> が長方形港湾内の副振動の振幅を求めるときに導いた解を利用すれば求めることができる。この解を前節の排水路に対する解と同様な形に書き換え、図-5.9の座標および記号を用いて示すとつぎのようになる。

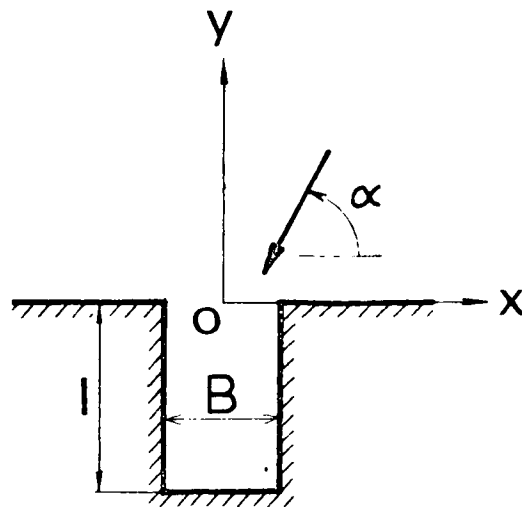


図-5.9 水門における座標

海域 ( $y > 0$ ) :

$$f(x, y) = \exp\{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)\} + \exp\{ik(x \cos \alpha - y \sin \alpha)\} + 4C'/\pi \cdot \sin kl \cdot \exp(i\omega') \cdot \{kI_1(x, y) - ikI_2(x, y)\} \quad (5.3.1)$$

水門前面の排水路内 ( $-l < y < 0, |x| < B/2$ ) :

$$f(x, y) = C' \exp(i\omega') \cdot \{ \exp\{ik(y+l)\} + \exp\{-ik(y+l)\} \} \quad (5.3.2)$$

ここに，

$$C' = (\pi/2) \sin(kB/2 \cdot \cos \alpha) / (kB/2 \cdot \cos \alpha) \cdot \{ (k\bar{I}_1 \sin kl - \pi/2 \cdot \cos kl)^2 + (k\bar{I}_2 \sin kl)^2 \}^{-1/2}$$

$$\tan \omega' = k\bar{I}_2 \tan kl / (k\bar{I}_1 \tan kl - \pi/2)$$

で， $I_1$ ， $I_2$  および  $\bar{I}_1$ ， $\bar{I}_2$  は前節と同じである。前節においては，定数  $C$  と  $kB$  との関係を図示したものであるが，上式からわかるように  $C'$  には  $kB$  の他に  $kl$  も関係するので，

ここでは  $k\bar{I}_1$  および  $k\bar{I}_2$  の値を表 5.3 および図 5.10 に示すことにする。

水門開口部左右護岸の前面波高および水門の前面波高を求めるには，(5.3.1) および (5.3.2) 式にそれぞれ  $y = 0$  および  $y = -l$  を代入して絶対値をとればよい。ただし，前節の排水路の場合とは異なり，これらの式には  $kl$  が含まれているので， $kB$  との組み合わせが数多く存在することになる。ここでは，前述のように，開口部付近の左右護岸の前面波高と水門の前面波高の両者ともに大きいと考えられる共振を起すような水門位置  $l_R$ ，および，開口部

表 5.3  $k\bar{I}_1$  および  $k\bar{I}_2$  の値

$kB/2$	$k\bar{I}_1$	$k\bar{I}_2$
0.05	0.1958	0.0785
0.1	0.3220	0.1568
0.2	0.5030	0.3121
0.3	0.6282	0.4642
0.4	0.7155	0.6118
0.5	0.7736	0.7535
0.6	0.8078	0.8879
0.7	0.8222	1.0140
0.8	0.8197	1.1309
0.9	0.8033	1.2376
1.0	0.7751	1.3337
1.2	0.6927	1.4924
1.4	0.5886	1.6063
1.6	0.4767	1.6775
1.8	0.3683	1.7109
2.0	0.2724	1.7134
2.2	0.1948	1.6930
2.4	0.1385	1.6583
2.6	0.1038	1.6174
2.8	0.0888	1.5775
3.0	0.0896	1.5439

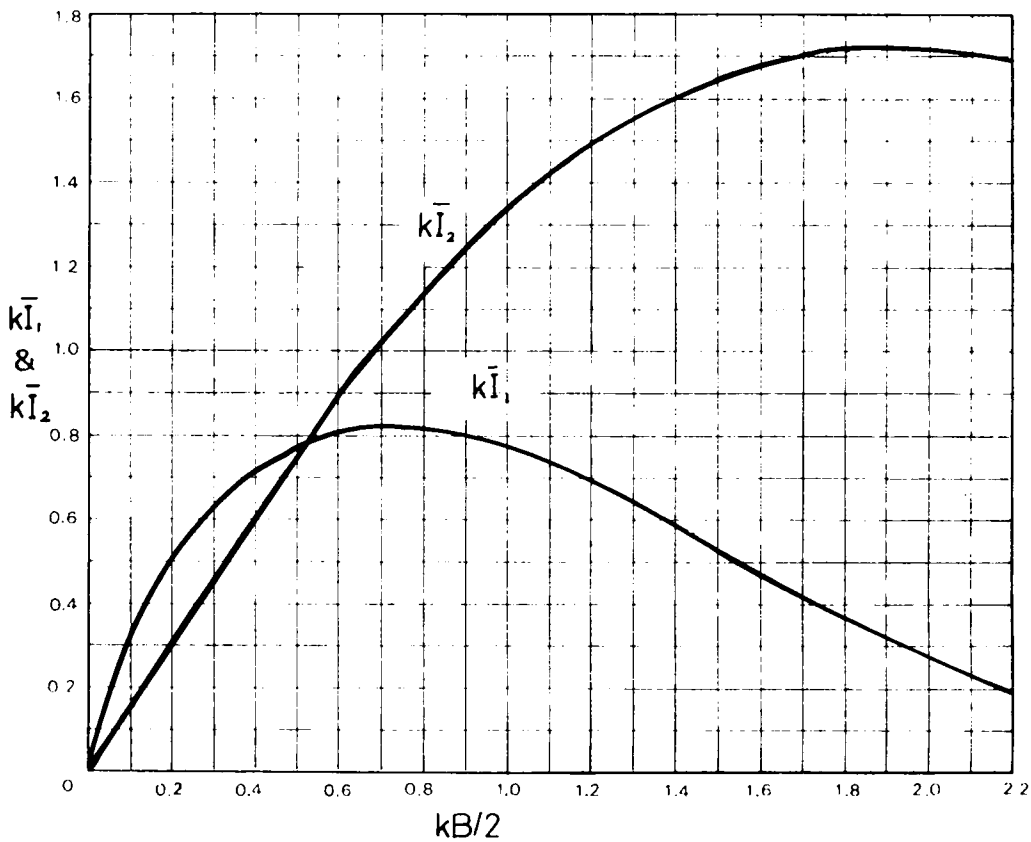


図 - 5.10  $k\bar{I}_1$  および  $k\bar{I}_2$  の値

付近の左右護岸の前面波高が大きいと考えられるもう一つの場合、すなわち、開口部に重複波の節が位置して波高が0となるような水門位置  $l_0$  の二つの場合における前面波高を求める。

共振を起す水門位置  $l_R$  は、水門の前面波高を最大にするような  $l$  である。(5.3.2) 式に  $y = -l$  を代入して水門の前面波高を求めると  $2|C'|$  となり、したがって、 $C'$  を最大ならしめる  $l$ 、すなわち  $l_R$  を求めると次式のようになる。

$$kl_R = \left( \frac{1}{2} \right) \tan^{-1} \left\{ \frac{\pi k \bar{I}_1}{[(k \bar{I}_1)^2 + (k \bar{I}_2)^2 - (\pi/2)^2]} \right\} + (2n + 1) \pi / 2 \quad (5.3.3)$$

この式により求めた  $kB$  に対する  $kl_R$  の値を  $\omega'_R$  および  $C''_R$  の値とともに表－5.4 および図－5.11 に実線で示す。ただし，

$$\left. \begin{aligned} C'_R &= C'''_R \sin(kB/2 \cdot \cos \alpha) / (kB/2 \cdot \cos \alpha) \\ C''_R &\equiv (\pi/2) \{ (k\bar{I}_1 \sin kl_R - \pi/2 \cdot \cos kl_R)^2 \\ &\quad + (k\bar{I}_2 \sin kl_R)^2 \}^{1/2} \end{aligned} \right\} (5.3.3)'$$

である。

開口部における波高を 0 ならしめる水門位置  $l_0$  は，(5.3.2) 式より簡単に求まり，次式のようになる。

$$kl_0 = \pi/2 + n\pi \quad (5.3.4)$$

この  $kl_0$  の場合における  $\omega'_0$  および  $C''_0$  の値は表－5.4 および図－5.11 に破線で併記する。ただし，

$$\left. \begin{aligned} C'_0 &= C'''_0 \sin(kB/2 \cdot \cos \alpha) / (kB/2 \cdot \cos \alpha) \\ C''_0 &\equiv (\pi/2) \{ (k\bar{I}_1)^2 + (k\bar{I}_2)^2 \}^{1/2} \end{aligned} \right\} (5.3.4)'$$

である。

表－5.4 大きい前面波高を発生させる  $\omega'$  および  $C'''$  の値

$kB/2$	共 振			開口部で波高が 0		
	$kl_R$	$\omega'_R$	$C''_R$	$kl_0$	$\omega'_0$	$C''_0$
0.05	1.447	1.565	20.165	$\pi/2$	0.382	7.456
0.10	1.367	1.551	10.227	"	0.454	4.394
0.20	1.251	1.511	5.293	"	0.556	2.656
0.50	1.032	1.352	2.372	"	0.773	1.455
0.70	0.929	1.237	1.827	"	0.890	1.203
1.00	0.804	1.064	1.431	"	1.044	1.018
1.50	0.632	0.797	1.154	"	1.258	0.907
2.00	0.503	0.586	1.052	"	1.413	0.905
3.00	0.884	0.912	1.036	"	1.514	1.011

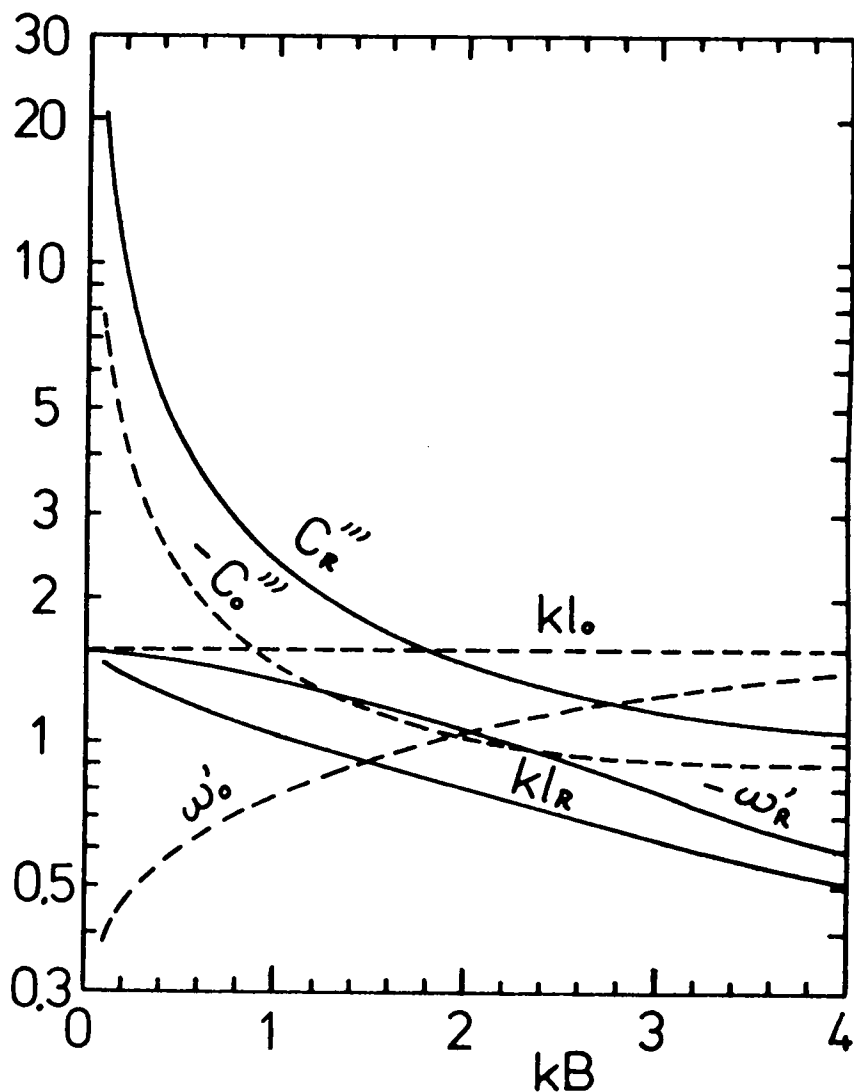
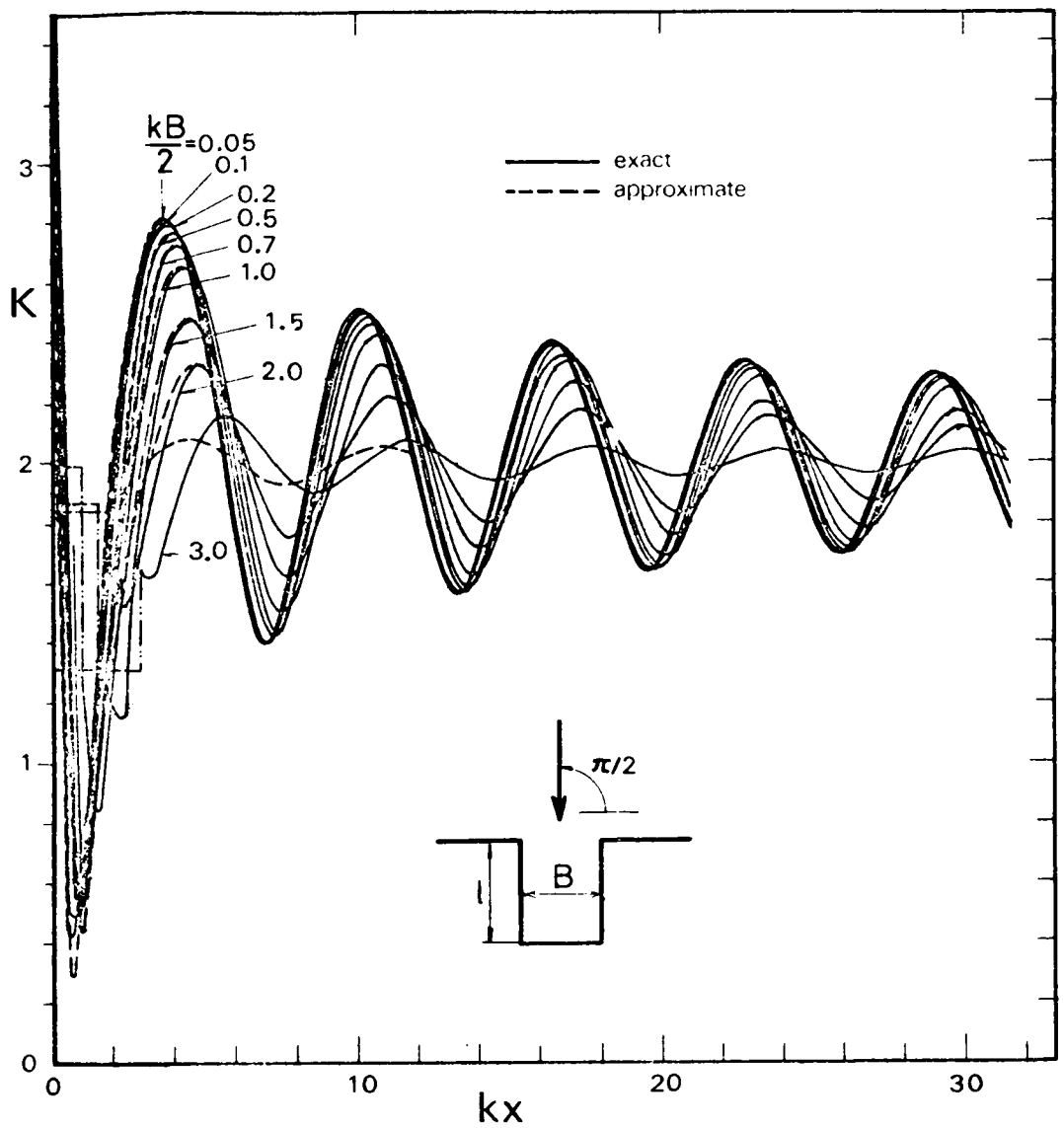


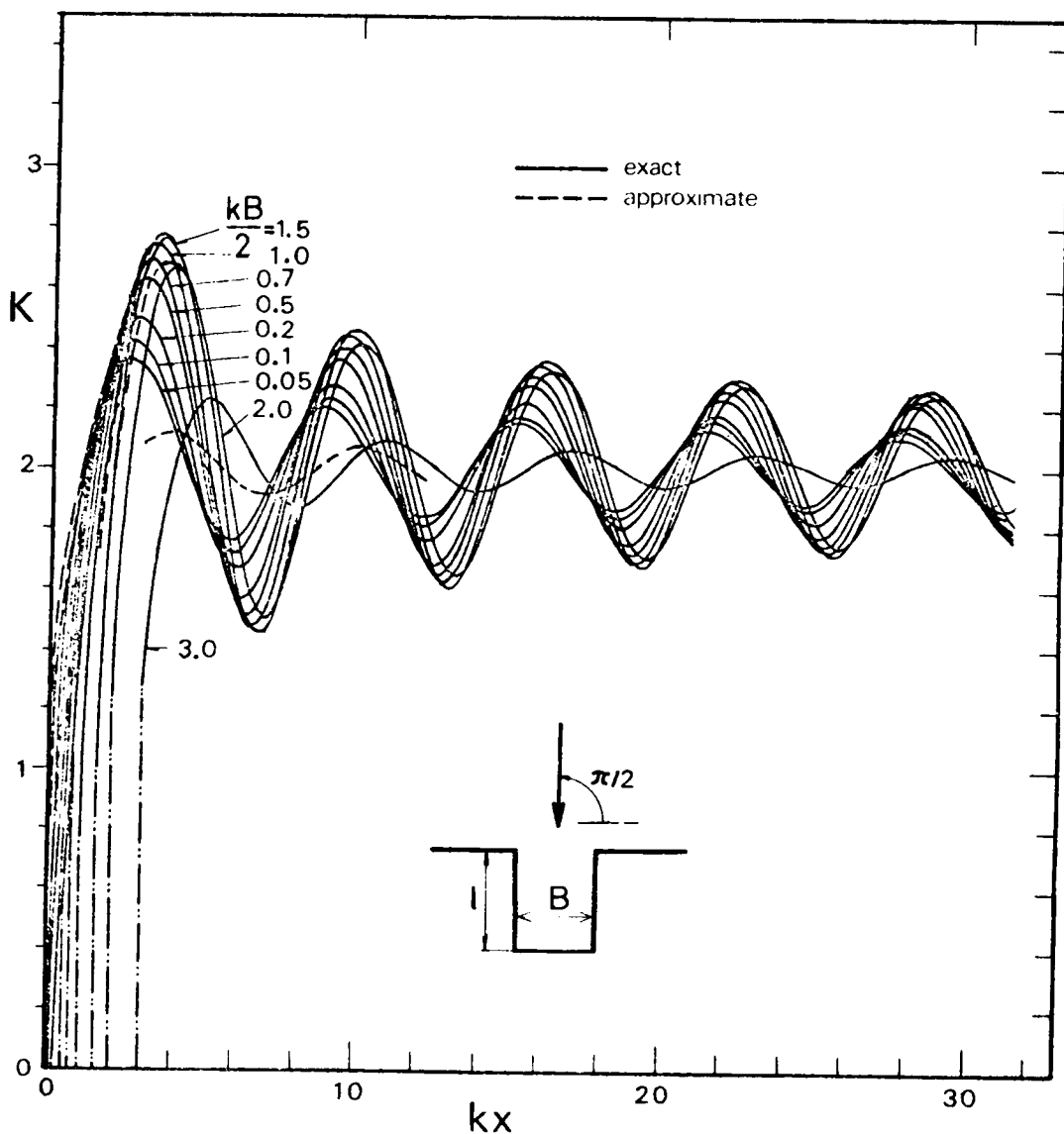
図-5.11 相対開口幅  $kB$  と  $C_R'''$ ,  $\omega'$ ,  $kl_R$ ,  $kl_o$  との関係

表-5.4に示す  $kl_R$ ,  $\omega_R'$  および  $C_R'''$  の値を(5.3.1)および(5.3.2)式に代入し,  $\alpha = \pi/2$  の場合における水門の前面波高および開口部付近の護岸の前面波高を数値計算した結果は, 図-5.12 に実線で示す。同様にして, (5.3.4)式に示される  $kl_o$  の値により,  $\alpha = \pi/2$  の場合について求めた開口部付近の護岸の前面波高は, 図-5.13 に実線で示す。



図－5.12 水門付近の前面波高（共振）





図－5.13 水門付近の前面波高（開口部波高＝0）

前節と同様に、これらの計算結果から開口部付近の護岸における第1次極大波高  $K_1$  およびその位置  $x_1/L$  をとり出し、共振の場合および開口部で波高が0の場合のそれぞれについて、相対開口幅  $B/L$  と  $K_1$  および  $x_1/L$  との関係を示すと、図－5.14 および図－5.15 の実線のようになる。

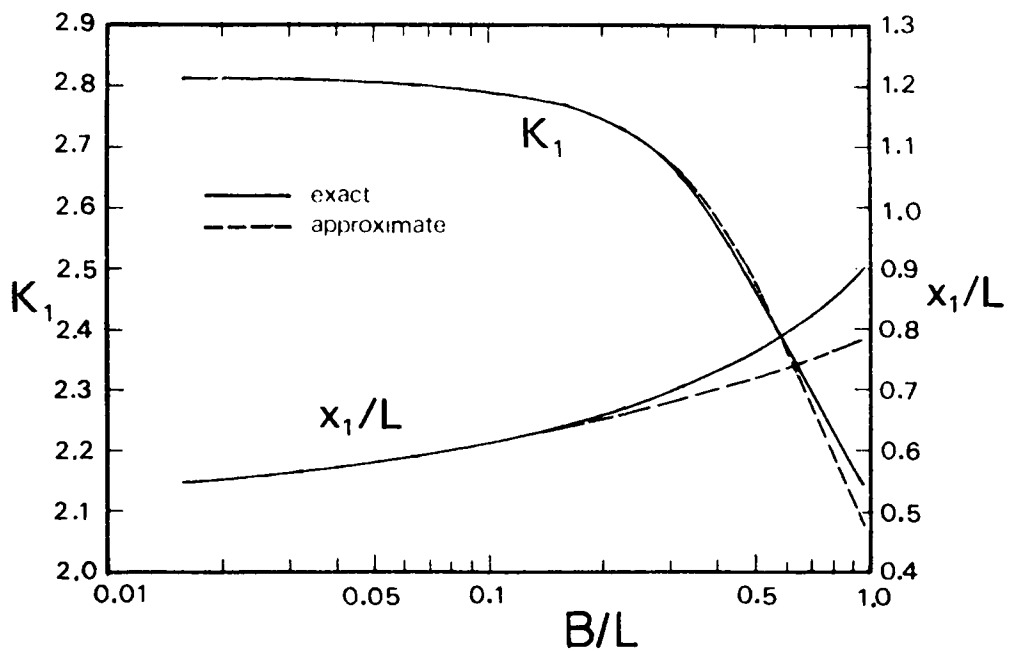


図 - 5.14 第1次極大前面波高およびその位置 (共振)

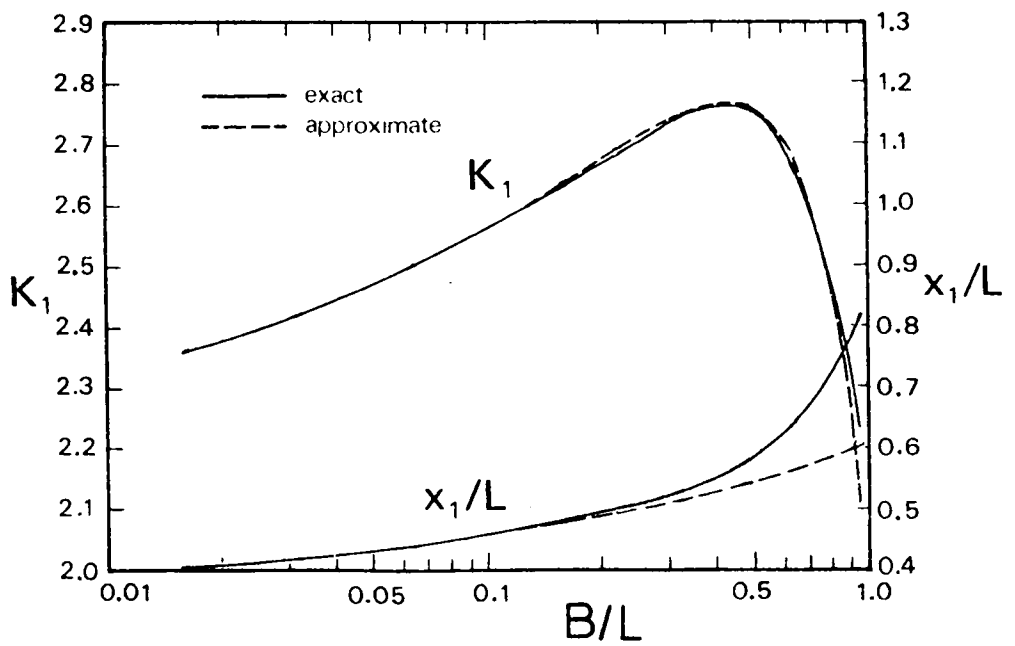


図 - 5.15 第1次極大前面波高およびその位置 (開口部波高 = 0)

以上の数値計算結果から、つぎのような事実が認められる。

- (1) 共振を起す場合には、図－5.13 および図－5.14 に示されるように、  
相対開口幅  $kB$  が小さくなるほど開口部付近の護岸の前面波高は大きくなる。  
また、図－5.11 に示されるように、 $kB$  が小さくなると  $C_R'''$  の値は  
非常に大きくなるので、入射角が  $\pi/2$  のとき  $2C_R'''$  に等しい水門の前面  
波高は、とくに大きくなることになる。
- (2) 開口部で波高が 0 の場合には、図－5.13 および図－5.15 に示される  
ように、この理論のほぼ適用限界と思われる相対水路幅  $B/L$  が約 0.45  
のときに、開口部付近の護岸の前面波高はかなり大きい値となり、共振を  
起す場合とは逆に、相対水路幅が狭くなるにつれて前面波高は小さくなる。  
また、図－5.11 に示されるように、 $|C_R'''|$  の値は、 $C_R'''$  の値より小さいが、  
相対開口幅が狭くなるにつれて、ほぼ同じ傾向で大きくなり、この  
場合にも水門の前面波高は、共振の場合ほどでないにしても、相対開口幅  
が狭いときにはかなり大きい値になる。

### 5.3.2 前面波高に関する実験

水門付近の前面波高の実験に用いた装置および実験方法は前節と同様である。使用した模型は、前節の排水路開口部の実験に用いた模型を鉛直壁で締め切ったものである。水門に相当するこの鉛直壁から河口地点までの距離  $l$ 、開口幅  $B$ 、水深  $h$ 、入射波の波高  $H$  などの実験に用いた値は表－5.5 に示す。なお、入射角  $\alpha$  は前節と同様に  $\pi/2$  の 1 種類のみで、水門位置  $l$  は前述の理論解における  $l_R$  に近い値、すなわち、水門前面で波が共振状態となるような値を用いた。水門の前面波高および開口部付近の護岸の前面波高の実験結果は図－5.16 に示す。この図の左方に記入してある斜線入りの鉛直線は水門の位置を示すもので、開口部の隅角地点はその上方に記入してある短い

表－ 5. 5 水門の実験に用いた値

鉛 直 壁 , $h = 20 \text{ cm}$ $\alpha = 90^\circ$ , $T = 0.8 \text{ sec}$			
$B \text{ (cm)}$	$l \text{ (cm)}$	$H \text{ (cm)}$	
		A 点	B 点
14.8	14.41	6.2	5.8
29.6	11.15	6.2	8.8

水平線の右端に位置する。

また、この水平線の高さは水門の前面波高の理論計算値に等しい。

水槽側壁に設置した消波装置から発生する散乱波の影響やわずかな実験条件の相違により波の共振状態が

敏感に変化することなどにより、前節と同様に実験値はかなり散らばっているが、相対開口幅  $B/L$  が小さい図－ 5. 16 (a) においては、水門の前面波高および開口部付近の護岸に発生する第 1 次極大前面波高ともに、かなり大きい値になることが認められる。これらの図中に併記してある曲線は前述の理論解によるもので、実験精度があまり良くないために前面波高の値が一致するとは言えないが、極大前面波高の発生位置はかなり良く一致している。このように極大波高の発生位置が一致する場合には、前章までの成果において、実験結果と理論曲線とはかなり良く一致していたことから、この場合においても理論解はほぼ妥当なものと考えられよう。

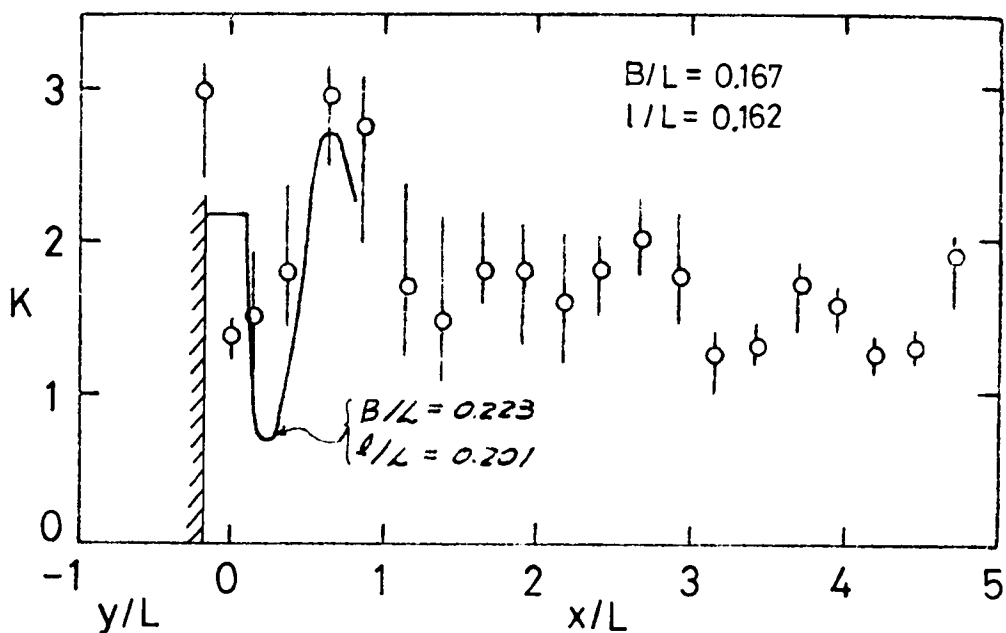


図-5.16 水門付近前面波高の実験結果

(a)

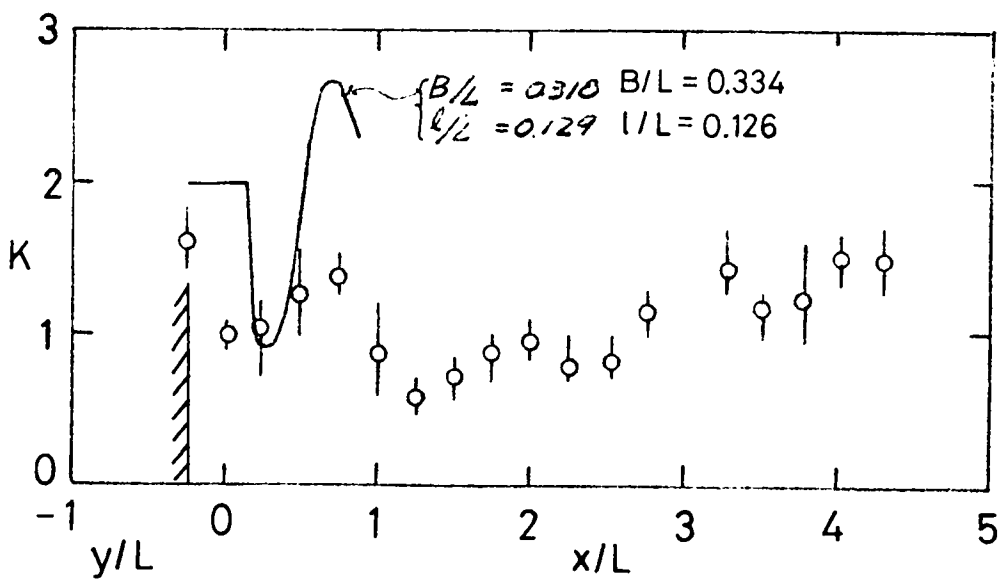


図-5.16 水門付近前面波高の実験結果

(b)

### 5.3.3 近似解および計画前面波高

高潮最盛時に水門および付近の護岸が破壊されると、内陸は大損害を受ける恐れがあるため、なるべく波当りの小さい地点に水門を設置することが望ましいとされている。この目的のために、摩擦損失などによる波のエネルギー減衰を期待して、開口部からかなり奥まった位置に水門を設置することが考えられるが、上述の成果からすれば、これは逆効果となる場合がある。すなわち、共振が起った場合には、開口部から水門までの排水路内において、前述のようにかなり大きい波高が発生し、水門本体や排水路側壁は被害を受け易くなるものと考えられる。また、排水路側壁は長い区間にわたり、水門本体とともに十分な強度と高さとを必要とするから、建設費も高価になろう。したがって、奥まった位置よりもむしろ、排水路開口地点に水門を設置する方が安全で工費も安価になる場合があることに留意すべきであろう。

実際の水門本体や護岸には各種の構造や形状があるので、設計の段階においては、これらに作用する波圧、うちあげ高および越波量などが模型実験により検討されることが多い。このような場合に、本節に述べた前面波高の基本的な性質が念頭にあれば、実験計画において重点を置くべき事項が明らかとなり、ひいては実験技術および実験精度の向上に役立つものと思われる。このためにも、前章までと比較して多少複雑になるが、前面波高の大きさを簡単な計算により知ることができる計画前面波高の算定式を以下に示す。

前述の図-5.12～5.15に記入してある破線は、(5.3.1)式の右辺第3項を漸近展開して得たつぎの近似式による数値計算結果である。

$$f(\rho, \theta) = \exp\{i\rho \cos(\theta - \alpha)\} + \exp\{i\rho \cos(\theta + \alpha)\} + 2C' \sin kl \cdot \{\sin(kB/2 \cdot \cos \theta) / \cos \theta\} \sqrt{2/(\pi\rho)} \exp\{-i(\rho + \pi/4 + \omega')\} \quad (5.3.5)$$

前節と同様に，この理論が不適當であると思われる範囲である  $B/L > 0.5$  の場合を除けば，これらの近似計算結果は第1次極大前面波高発生地点以遠において，もとの式による計算結果とはほぼ一致している。

この近似式(5.3.5)により，水門付近の左右護岸に対する計画前面波高の算定式が得られる。水門に対する計画前面波高の算定式とともにつぎに示す。

#### 開口部左右護岸に対する計画前面波高

$$\left. \begin{aligned} x_1/L &= (7/8 + \omega'/2\pi) / (1 \pm \cos \alpha) \\ K(x) &= 2 + 2|C'|\sqrt{2/|\pi kx|} |\sin kl| \cdot \sin(kB/2) \end{aligned} \right\} (5.3.6)$$

#### 水門に対する計画前面波高

$$K = 2|C'| \quad (5.3.7)$$

ここに，複号の正は右岸側，負は左岸側の護岸に対するものである。なお，相対開口幅  $kB$  および相対水門位置  $kl$  の変化にともなって，開口部左右護岸の第1次極大前面波高  $K_1$ ，その位置  $x_1/L$  および水門の前面波高  $K$  の値は変動する。すなわち，5.3.1に詳述したことをくり返すが，水門の前面波高  $K = 2|C'|$  の値は表-5.4，図-5.11に示したように，水門位置  $l$  が  $l_R$  に等しいとき，とくに大きくなり，第1次極大前面波高  $K_1$  の値は図-5.14 および図-5.15に示したように，水門位置  $l$  が  $l_R$  または  $l_0$  に等しいとき，とくに大きくなることに注意が必要である。

前節と同様に，上式に基づいて入射角  $\alpha$  の影響を以下に検討する。すなわち，相対開口幅  $kB$  が 0.1 および 2.0 の二つの場合について，(5.3.3)，(5.3.3')，(5.3.4)，(5.3.4') および (5.3.6)，(5.3.7) 式により， $\alpha$  の変化にともなう第1次極大前面波高  $K_1$ ，その相対位置  $x_1$

$\angle L$  および水門の前面波高  $K = 2|C'|$  の値の変化を計算すると、その結果は図-5.17 および図-5.18 に示す曲線となる。これらの図において、  
 (a) 図は水門の相対位置が  $kl_R$  の場合、(b) 図は相対位置が  $kl_o$  の場合に対するもので、いずれも前節に述べた排水路の場合と同様の傾向を示している。すなわち、図-5.17 (a)、(b) に見られるように、水門の前面波高  $K$

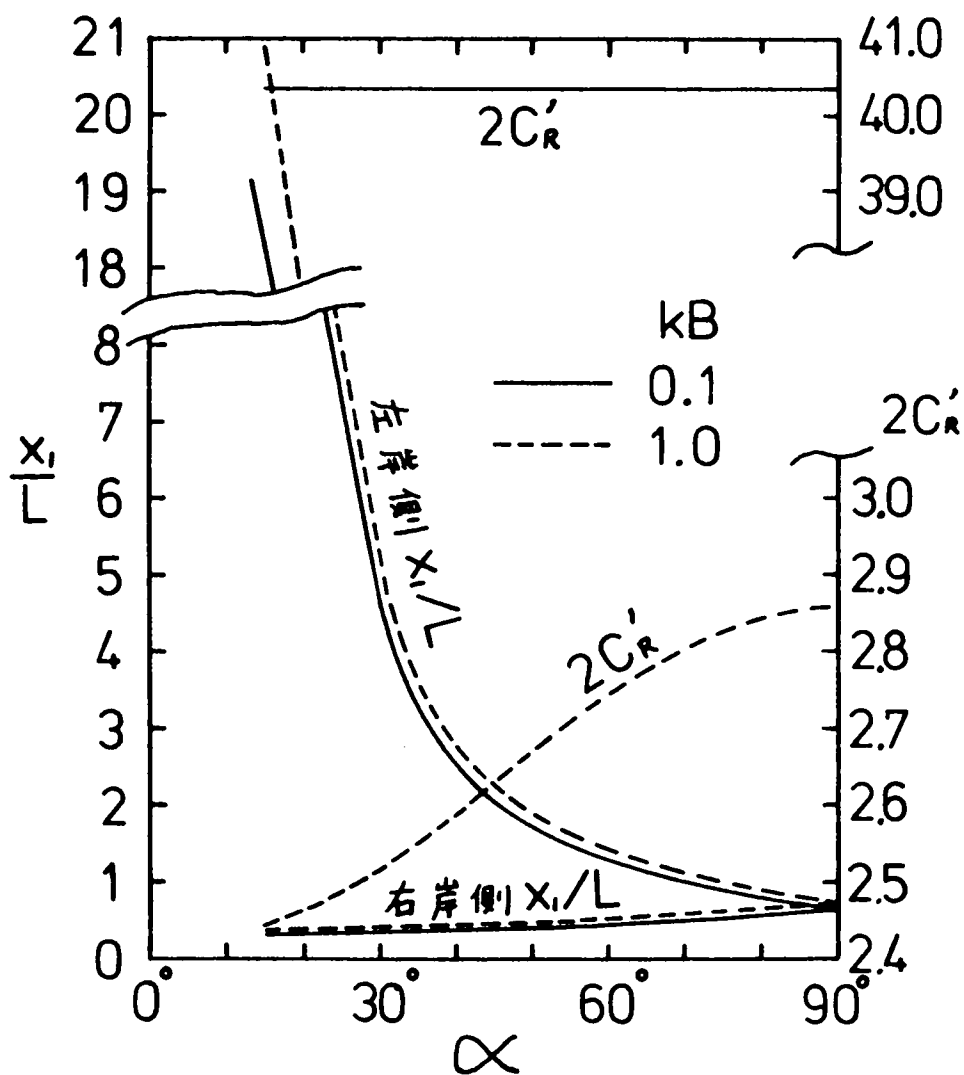


図-5.17 入射角  $\alpha$  と  $2|C'|$ 、 $x_1/L$  との関係  
 (a)  $kl_R$  の場合



$= 2|C'|$  の値は，相対開口幅が小さい  $kB = 0.1$  の場合には，いずれも入射角  $\alpha$  とは無関係にほぼ一定の大きい値となり，相対開口幅が比較的大きい  $kB = 2.0$  の場合には， $\alpha$  が  $\pi/2$  のときに最大となり， $\alpha$  が小さくなるにつれてやや減少する。一方，開口部左右護岸の第 1 次極大前面波高  $K_1$  の値は，図-5.18 (a)，(b)に見られるように，入射角  $\alpha$  が小さくなるにつれ

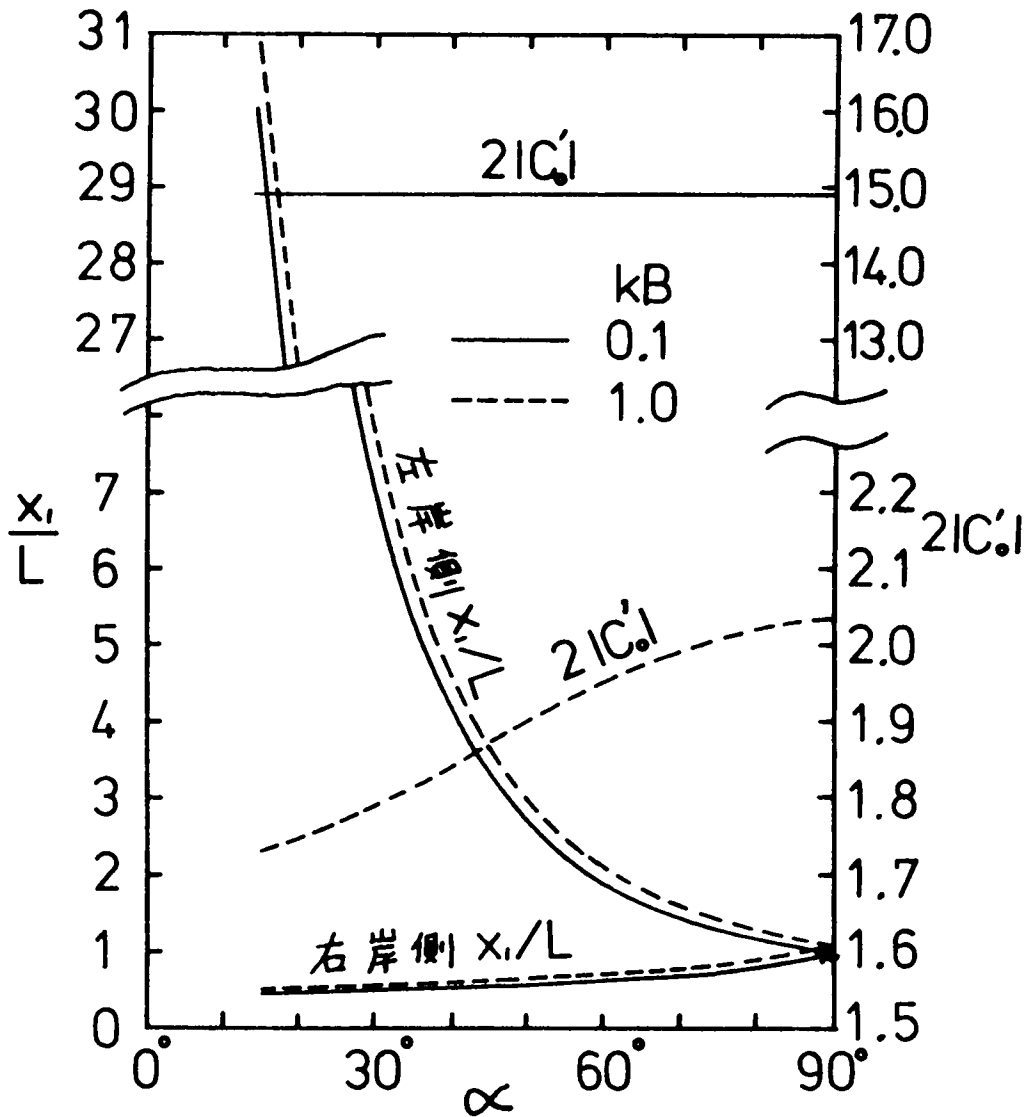
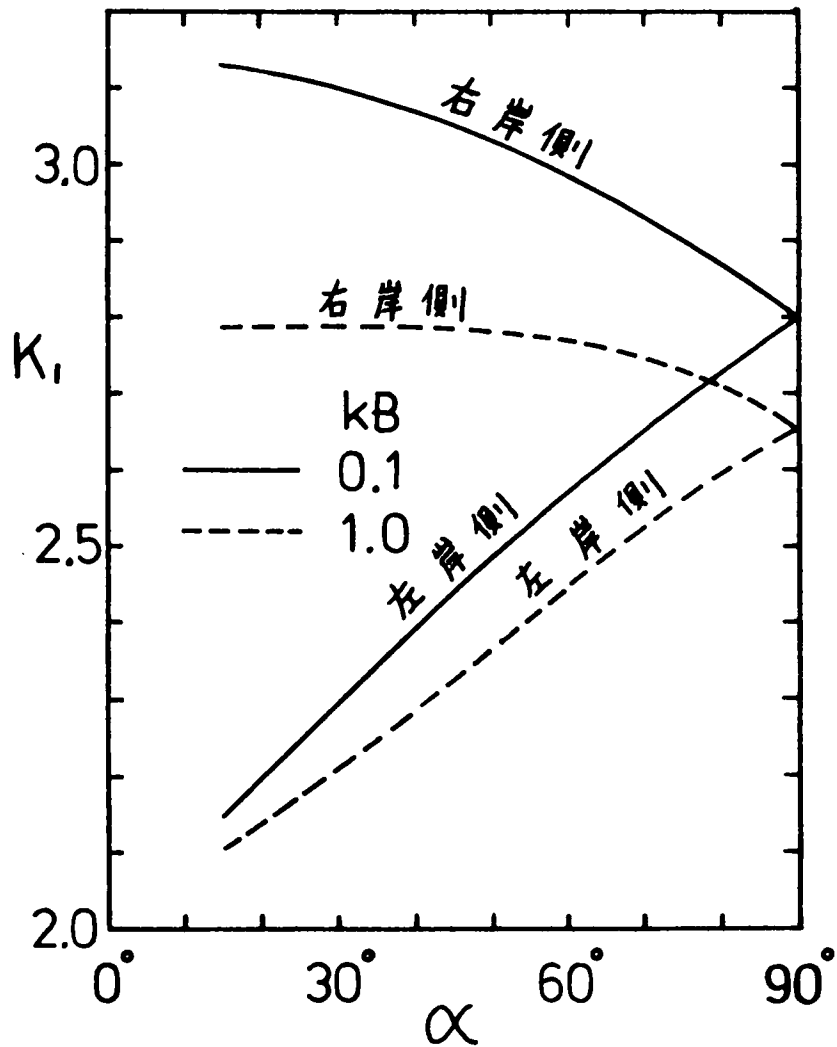


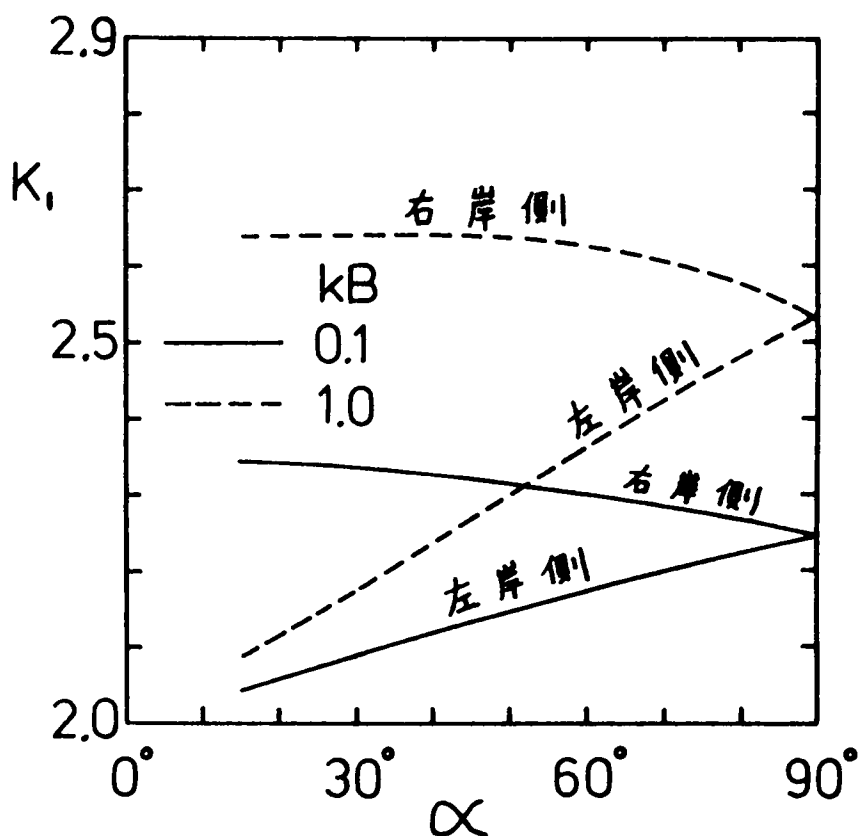
図-5.17 入射角  $\alpha$  と  $2|C'|$ ， $x_1/L$  との関係

(b)  $kl_0$  の場合



図－ 5.18 入射角  $\alpha$  と  $K_1$  との関係  
(a)  $kl_R$  の場合

て、右岸側ではやや増大し、左岸側では減少する。その相対位置  $x_1/L$  の値は、図－ 5.17 (a), (b) に併記した曲線に見られるように、入射角  $\alpha$  の減少にともない、左岸側では急激に大きくなり、右岸側ではわずかに減少する。また、相対開口幅  $kB$  の変化は、いずれの場合にも、この  $x_1/L$  の値にあまり影響しない。したがって、前節と同様に反射率の減少を考慮すれば、



図—5.18 入射角  $\alpha$  と  $K_r$  との関係

(b)  $kl_0$  の場合

水門で締め切った排水路開口部付近，とくに右岸側において，実際に大きい前面波高が発生するのは，入射角が  $\pi/4$  から  $\pi/2$  までのときであると考えられる。

以上に検討した入射角  $\alpha$  および前述した相対開口幅  $k_B$ ，相対水門位置  $kl$  と前面波高との関係を要約すると以下ようになる。

- (1) 開口部で波高が 0 となるような相対水門位置  $kl = kl_0$ ，および水門前面で共振を起こすような位置  $kl = kl_R$  の場合に，開口部左右護岸に生じる極大前面波高は大きい値となる。

- (2) 相対水門位置が  $kl_R$  の場合には，相対開口幅  $B/L$  が小さくなるほど開口部左右護岸の極大前面波高は大きくなる。相対水門位置が  $kl_0$  の場合には，この理論の適用限界と考えられる  $B/L \approx 0.5$  を限度として，相対開口幅  $B/L$  が大きくなるほど開口部左右護岸の極大前面波高は大きくなる。
- (3) 水門の前面波高  $K$  は相対開口幅  $B/L$  が小さくなるほど大きくなり，相対水門位置が  $kl_R$  の場合にはとくに大きくなる。
- (4) 入射角  $\alpha$  が  $\pi/2$  のとき，水門の前面波高  $K$  の値は最大となるが， $\alpha$  の影響はわずかであり，相対開口幅が小さくなるほど  $\alpha$  と無関係にほぼ一定値となる傾向を示す。一方，入射角  $\alpha$  が  $\pi/2$  より小さくなると，開口部左岸側の第1次極大前面波高の相対位置  $x_1/L$  は急激に増大し，それにもなって  $K_1$  の値は減少するのであるが，開口部右岸側では  $x_1/L$  はわずかに減少し， $K_1$  は増大の傾向を示す。入射角  $\alpha$  が小さくなると反射率は減少すること，および上の計算結果を考慮すれば，水門で締め切った排水路開口部付近，とくに右岸側護岸において，実際に大きい前面波高が発生するのは， $\alpha$  が  $\pi/4$  から  $\pi/2$  までのときであると考えられる。

## 5.4 結 言

以上のように，本章では埋立地護岸の付帯構造物である排水路および水門付近の前面波高の性質を明らかにし，これらに対する計画前面波高を求めた。以下にふたたび本章で得た成果を要約するが，計画の段階および設計の前に行われる模型実験の段階においても，これらが役立つものと思われる。

埋立地護岸に開口する相対水路幅  $B/L$  が 0.5 以下の排水路において，

- (1) 開口部左右護岸に対する計画前面波高は (5.2.9) 式により示され，  
 $B/L < 0.5$  の範囲では，相対水路幅  $B/L$  が大きくなるほど左右の護岸

に生じる極大前面波高は大きくなる。排水路内の波高は(5.2.10)式により示され、開口部左右の護岸に生じる極大前面波高とは逆に、相対開口幅  $B/L$  が小さくなるほど排水路内の波高  $K$  は大きくなり、 $K = 2.0$  に近づく。

- (2) 入射角  $\alpha$  が  $\pi/2$  のとき、排水路内の波高は最大となるが、 $\alpha$  の影響はわずかであり、相対開口幅が小さくなるほど  $\alpha$  と無関係にほぼ一定値になる傾向を示す。一方、開口部右岸側においては、 $\alpha$  が  $\pi/2$  より小さくなるにつれて、第1次極大前面波高  $K_1$  はわずかに増大し、その相対位置はやや減少するのであるが、開口部左岸側においては、 $\alpha$  の減少により  $x_1/L$  は急激に増大し、これにともなって  $K_1$  の値は減少して完全重複波の波高  $K = 2.0$  に近づく。このような計算結果および入射角  $\alpha$  が小さくなると反射率は減少することを考慮すれば、排水路開口部付近、とくに右岸側護岸の前面波高が実際に大きいのは、 $\alpha$  が  $\pi/4$  から  $\pi/2$  までのときであると考えられる。

- (3) 排水路開口部付近に発生する散乱波は開口部中心を点源として同心円弧状に外方に進む波で、入射波の波長にほぼ等しい波長をもち、点源からの距離の平方根にほぼ反比例する波高をもつ。散乱波の波高にはこの他に、座標角  $\theta$ 、入射角  $\alpha$ 、相対開口幅  $B/L$  が関係する。

開口部より川奥  $l$  の距離の地点を水門で締め切った排水路において、

- (4) 開口部左右の護岸に対する計画前面波高は(5.3.6)式により示され、水門前面で波が共振を起こすような水門位置  $l_R$ 、および開口部で波高が0になるような水門位置  $l_0$  の場合に、開口部左右の護岸に生じる極大前面波高はとくに大きい。また、この極大前面波高の値は、水門位置が  $l_R$  の場合には相対開口幅が小さくなるほど大きくなり、水門位置が  $l_0$  の場合には相対開口幅  $B/L$  がほぼ0.5のとき最大となる。水門に対する計画

前面波高は(5.3.7)式により示され、共振を起こす水門位置  $l_R$  の場合に、相対開口幅  $B/L$  が小さくなるにつれて水門の前面波高  $K$  は非常に大きくなる。このことから、開口地点になるべく近い位置、もし可能なら護岸法線の位置に水門を設置すれば、大きい共振波高が発生する排水路の区間長  $l_R$  は短くなるので、安全で工費も安価になるものと思われる。

- (5) 入射角  $\alpha$  が  $\pi/2$  のとき、水門の前面波高  $K$  の値は最大となるが、 $\alpha$  の影響はわずかであって、相対開口幅が小さくなるほど  $\alpha$  と無関係にほぼ一定値となる傾向を示す。一方、入射角  $\alpha$  が  $\pi/2$  より小さくなるにつれて、開口部右岸側護岸においては第1次極大前面波高  $K_1$  は増大し、その位置はわずかに開口部に近づく傾向を示すのであるが、左岸側護岸においては  $K_1$  の発生位置は急激に開口部から遠ざかり、それにともなって  $K_1$  の値は減少する。このような計算結果および  $\alpha$  が小さくなると反射率は減少することを考慮すれば、水門で締め切った排水路開口部付近、とくに右岸側護岸において、実際に大きい前面波高が発生するのは、 $\alpha$  が  $\pi/4$  から  $\pi/2$  までのときであると考えられる。

## 参 考 文 献

- 1) Ippen, A. I. and Y. Goda ; Wave induced oscillations in harbors ; the solution for a rectangular harbor connected to the open sea , Hydrodynamics Laboratory Report No. 59 , MIT , 1963 , pp. 1 ~ 89.
- 2) Momoi, T. ; A long wave in the vicinity of an estuary [ I ] , Bulletin of the Earthquake Research Institute , vol. 43 , 1965 , pp. 291 ~ 316 ,  
[ II ] , vol. 43 , 1965 , pp. 459 ~ 498 , [ III ] , vol. 44 , 1966 ,  
pp. 1009 ~ 1040.
- 3) 前出の 1) に同じ。

## 第 6 章 結 論

以上、埋立地護岸の計画・設計に重要な基本量であるうちあげ高、越波量および波圧と密接な関係がある前面波高の性質を明らかにし、比較的簡単な計算でこれらの基本量を求めることが可能となる計画前面波高算定式を提案した。このため本研究では共通の手順として、回折・散乱理論による前面波高の計算結果と模型実験結果とを比較検討したのち、構造物周辺の波を表示する近似解を導き、この結果に基づいて計画前面波高算定式を求め、さらに基本的な法線形状の構造物については散乱波の性質をも明らかにした。この散乱波の性質を知るということは、複雑な法線形状をもつ構造物に対して本研究で用いた重ね合わせの手法に有用であること以外に、つぎのような重要な意義をもっている。すなわち、実施設計の段階において、護岸に対する波のうちあげ高、越波量および護岸に作用する波圧などは、一般に模型実験により検討されるのであるが、この場合にあらかじめ散乱波の性質を知っておけば、こうした実験に際しての波高測定開始時期や水槽側壁の影響の排除など、実験技術ひいては実験精度の向上に役立つのである。くり返し強調するのであるが、埋立地に対する社会資本投資額はきわめて大きく、またそこで行われる生産活動がわが国の経済的發展に果たす役割も大きい。したがって、この地域が予期されない自然現象により災害を受けると国家的な損失は非常に大きいものと考えられる。これらの施設を防護する埋立地護岸の計画・設計には慎重を期さねばならないのであって、このために模型実験により設計外力が検討されるのが通常である。こうした重要な意義をもつ模型実験において、計画前面波高算定式に基づき、極大前面波高およびその発生位置をあらかじめ知っておけば、うちあげ高、越波量および波圧を測定する計器類の配置や容量を重点的に決定でき、上述の散乱波



の性質から予測される実験装置の配列および波高測定開始時刻とともに、終局的には模型実験精度を向上させ、莫大な社会資本を必要とする埋立地護岸のより合理的な計画・設計に寄与するものと思われる。

ここにふたたび本研究の成果を要約すると以下ようになる。

まず第1章では、埋立地護岸を計画・設計するときの問題点をあげ、本研究の必要性を述べた。すなわち、埋立地護岸に類似する法線形状をもつ海岸・港湾構造物の伊勢湾台風および第2室戸台風による高潮時の被災状況を示し、河口、水門、防波堤、干拓堤防、岸壁などのように、法線が不連続になっていたり、隅角状に屈折した形状をもつ地点付近で、これらの構造物およびその背後地が多大の被害を受けた例を具体的に指摘した。

第2章においては、複雑な法線形状をもつ埋立地護岸の計画・設計において、前面波高が重要であることを論議した。このために、まず前面波高を定義し、ついで海岸水理学の上から護岸の計画・設計の重要な基本量である波圧、うちあげ高および越波量とこの前面波高とが密接な関係をもつことを従来の公式と関連づけて示した。

第3章では、埋立造成工事の第1段階である護岸の建設途上において、しばしば見られる半島堤状護岸、開口部をもつ護岸および消波工隣接護岸の前面波高を明らかにした。すなわち、まず半島堤状護岸および開口部をもつ護岸の前面波高を回折・散乱理論により求め、堤先端および開口部付近では護岸に沿って極大・極小波高が交互に発生することを指摘した。ついで計画・設計に重要と考えられる極大前面波高を算定する式をそれぞれについて提案するとともに、模型実験精度の向上に役立つそれぞれの散乱波の性質を明らかにした。さらに、消波工隣接護岸の前面波高の理論式を導き、模型実験および反射率に関する実験を行ってこの理論式を補正し、計画前面波高算定式を得た。

これらの算定式に基づき、半島堤状護岸においては、入射角が  $\pi/2$  から

$3\pi/4$  のときに堤先端付近が被災しやすいこと、狭い開口部をもつ防波堤状護岸においては、相対開口幅  $kB$  がほぼ 3 で、入射角が  $\pi/4$  から  $3\pi/4$  までのときに開口部付近、とくに入射角が鋭角になる側の開口部付近の護岸が被災しやすいこと、さらに消波工隣接護岸においては、入射角が  $\pi/2$  から  $3\pi/4$  までのときに隣接地点付近が被災しやすいことを指摘した。また、この消波工隣接護岸に関連して行った実験の成果に基づき、段違い状法線や断面形状が急変する護岸、および船舶が座礁した護岸においては、これらの地点付近が被害を受けやすいこと、ならびに消波を目的として設置した消波工によって、かえって新たに被害を受けやすい地点が生じる恐れがあることを示した。

第 4 章においては、埋立地護岸の主要な法線形状である隅角状に屈折した護岸に沿う前面波高分布を明らかにした。ここでは、まず各種の交角をもつ単純隅角周辺の波の理論解を導き、模型実験による単純隅角部の前面波高とこの理論解とが一致することを確認したのち、近似解を誘導し、これに基づいて単純隅角をもつ護岸に対する計画前面波高算定式を提案するとともに、単純隅角周辺における散乱波の性質を明らかにした。ついで、これらの単純隅角に対する理論解を重ね合わせることにより、複合隅角の代表的形状であるピヤー状護岸、Z 型法線形状護岸および広い河口状護岸の前面波高を求め、模型実験結果と一致することを確認したのち、単純隅角に対する近似解を重ね合わせて、それぞれに対する計画前面波高算定式を提案した。

さらに、これらの計画前面波高算定式により、単純隅角状の護岸および複合隅角状の護岸において、被災しやすい地点とそのときの波の入射方向を指摘した。すなわち、凸単純隅角においては、隅角地点付近に大きい前面波高が発生し、入射角が  $\pi/2$  から  $3\pi/4$  までのとき、および隅角の交角が小さいほどこの前面波高の値は大きい。凹  $90^\circ$  および凹  $60^\circ$  単純隅角においては、散乱波は発生せず、したがって、全法線に対して一様な計画前面波高が適用されるの

であるが、 $120^\circ$  単純隅角においては入射角が  $\pi/3$  のときを除いて散乱波が発生し、隅角点付近の左岸側には入射角がほぼ  $\pi/6$  のときにかなり大きい前面波高が発生する。

ピヤー状護岸先端部の法線においては、両隅角からの散乱波が重複し、両隅角地点付近で前面波高はとくに大きくなる。したがって、入射角が  $\pi/4$  から  $3\pi/4$  までのとき、この先端部法線の両隅角点付近は被害を受けやすい。Z型法線形状護岸においては、入射角が  $\pi/2$  から  $3\pi/4$  までのとき各法線の隅角点付近に大きい前面波高が発生し、なかでも凹隅角をなす法線部分がとくに被災しやすい。広い河口状護岸においては、入射角がほぼ  $\pi/4$  のとき、海側護岸のそれぞれの河口隅角点付近のほかに、左岸側河道護岸の河口隅角点付近および右岸側河道護岸のそれより河奥寄りの地点が被害を受けやすい。

第5章においては、理論解析および模型実験により、護岸に付帯する排水路および水門付近の前面波高分布を明らかにした。すなわち、これらの開口部左右護岸および排水路内の前面波高を理論解析により求め、模型実験結果と一致することを確かめたのち、近似解を導き、これに基づいて開口部左右護岸および排水路内の護岸に対する計画前面波高算定式を提案した。また、この近似解を用いて、排水路周辺における散乱波の性質を明らかにした。

さらに、これらの計画前面波高算定式により、幅の狭い排水路が開口している場合、およびその排水路が水門で締め切られている場合の護岸、排水路護岸および水門において、被災しやすい地点、そのときの波の入射方向、排水路幅および水門位置を指摘した。すなわち、排水路が開口している場合においては、水路幅が波長の約  $1/2$  で、入射角が  $\pi/4$  から  $3\pi/4$  までのときに開口部付近の左右護岸、とくに入射角が鋭角になる側の護岸の開口部付近が被災しや

すく、また、排水路内の進行波の波高は入射角が  $\pi/2$  のとき最大で、水路幅が小さくなるにつれて増大し、入射波の波高の 2 倍に近づく。

排水路が水門で締め切られている場合においては、入射角が  $\pi/4$  から  $3\pi/4$  までのとき、開口部付近の左右護岸、とくに入射角が鋭角になる側の護岸の開口部付近が被災しやすい。また、この開口部付近の左右護岸の前面波高の値は水路幅と水門位置によっても変化し、水門の前面で共振を起す水門位置の場合には、水路幅が小さくなるほど開口部付近の左右護岸の前面波高は大きくなり、また、開口地点において重複波の節を発生させる水門位置の場合には、水路幅が波長の約  $1/2$  のときに前面波高は最大となる。水門の前面波高は入射角が  $\pi/2$  のときに最大となり、共振状態を起す水門位置では水路幅が小さくなるにつれて非常に大きい値になる。このような事実から、開口部になるべく近い地点に水門を設置すれば、大きい共振波高が発生する排水路区間長は短くなり、安全で工費も安価になることが指摘される。

臨海工業用地の増加、さらには海洋開発計画の進行に伴って、わが国土の沿岸には多種多様な形状をもつ海岸・港湾構造物がますます建設される傾向があり、これらに対する計画・設計基準の整備がいそがれている。本研究においては、これらの構造物に作用する波のうちあげ高、越波量および波圧などの外力を取り扱わなかったし、また、以下に述べるような問題点が残されているのであるが、計画・設計においてこれらの外力と密接な関係をもつ従来よくわからなかった前面波高の性質を明確にし、この前面波高の値を容易に求めることができる計画前面波高算定式を提示した。本研究結果がこれら埋立地護岸や海洋構造物の計画・設計の一助となることをここに望む次第である。

最後に、本研究成果を実際に適用する場合に留意すべき点、および今後

決すべき問題点を以下に列記しておく。

- (1) 護岸前面の海底地形は一般に遠浅で、一様水深とみなせる場合が多い。海底地形が遠浅でなく起伏が激しい場合には散乱波も屈折し、この結果、護岸壁面に沿って進行する散乱波は一様水深の場合よりも、発散が早くなったり遅くなったりする。すなわち、護岸前面の海底地形が沖方向に深くなっている場合には、護岸壁面に沿って進行する散乱波は一様水深の場合よりも発散が遅れるから、散乱波の屈折図などにより検討する必要があるだろう。これに反して、沖方向に浅くなっている場合には、護岸壁面に沿って進行する散乱波は一様水深の場合よりも早く発散するから、屈折係数を考慮に入れた幾何光学的な波による重複波高に、一様水深における散乱波の波高を加えた値を前面波高に採用すれば、安全側の結果となろう。
- (2) うちあげ高、越波量および波圧は波の入射角により変化する。すなわち、波の入射方向が護岸の壁面方向に近づくと、これらの量は急激に小さくなるものと思われる。もし、直線状法線において、入射角 $\alpha$ の場合のこれらの量と $\alpha = \pi/2$ の場合のこれらの量との比 $K_\alpha$ がわかっておれば、第2章に述べたように、本研究成果による前面波高 $K$ およびこの $K_\alpha$ を用いて、複雑な法線形状に対する相当深海波高または計画波高を求めることができる。また、波のうちあげ高、越波量および波圧は反射率と密接な関係があるので、直線状法線における入射角と反射率との関係がわかっておれば、複雑な法線形状における斜め入射の場合の実際の前面波高が求まり、これと本研究成果による前面波高とによって、計画波高を得ることができよう。いずれにしても、まず直線状法線において、入射角の変化に伴う反射率、波のうちあげ高、越波量および波圧の変化を知ることが必要である。

- (3) 凹隅角においては，2 方向以上の反射波が発生し，入射波と重なって 3 方向以上の波よりなる重複波となる。このような重複波の波高は完全反射の場合，微小振幅波理論によれば，入射波高の 3 倍以上の大きさとなる。ところが，埋立地護岸の計画・設計においては，高潮最盛時におけるような大きい波高をもつ波，換言すれば波形勾配の大きい波を計画波に採用するのが普通であるから，このような波が凹隅角に入射した場合には，存在し得ないほど大きい波高となって碎波するものと考えられる。したがって，凹隅角に対する計画前面波高としては，その地点で碎波せずに存在できる最大の重複波の波高を採用するのが適当と思われ，この目的のためには，3 方向以上の進行波による重複波の碎波限界を知ることが必要となろう。
- (4) ドック内や本研究の第 5 章に示した水門前面の排水路内において，セイシュが発生することがある。このようにセイシュと散乱波とが共存する場合には，セイシュの発生にエネルギーが消費されるので，セイシュがない場合よりも小さい散乱波が生じるものと考えられる。したがって，計画・設計においては，セイシュの水面に散乱波による前面波高が存在するものとすれば安全側の結果が得られよう。しかし，以上の問題点すべてに共通するように，設計外力を適確に把握して未知要素による不要の安全率を減らし，工費を減少させるためには，このようなセイシュと散乱波とが共存する場合の前面波高を知る必要があろう。

## 謝 辞

昭和34年に、伊勢湾台風により愛知および三重県の沿岸一帯は大きな被害を受けた。その直後に、当時大阪大学教授の職におられた故田中清先生および助教授であった大阪大学の室田教授とこの被害状況について、つぶさに論議したことが、この研究を着手するきっかけになった。

本論文を作成するに当り、京都大学石原藤次郎教授および岩垣教授から終始御助言ならびに不備な点の御指摘を賜わり、また、京都大学土屋教授および徳島大学杉尾教授からは終始激励の御言葉を頂いた。実験および数値計算を行うに当っては、徳島大学米崎武夫技官、当時徳島大学の大学院生であった村上仁士・川崎俊太・筒井茂明の諸氏をはじめとして学生であった多数の諸氏の御助力を得た。ここに厚く感謝する次第である。